

Record Number:

Author, Monographic: Morin, G.//Cluis, D.//Couillard, D.//Jones, H. G.//Gauthier, J. M.

Author Role:

Title, Monographic: Modélisation de la température de l'eau à l'aide du modèle
quantité-qualité CEQUEAU

Translated Title:

Reprint Status:

Edition:

Author, Subsidiary:

Author Role:

Place of Publication: Québec

Publisher Name: INRS-Eau

Date of Publication: 1983

Original Publication Date: Juillet 1983

Volume Identification:

Extent of Work: v, 103

Packaging Method: pages

Series Editor:

Series Editor Role:

Series Title: INRS-Eau, Rapport de recherche

Series Volume ID: 153

Location/URL:

ISBN: 2-89146-152-5

Notes: Rapport annuel 1983-1984

Abstract: ISBN double avec R000154. ok avec JD
Rapport rédigé pour Hydro-Québec
15.00\$

Call Number: R000153

Keywords: rapport/ ok/ dl

MODÉLISATION DE LA TEMPÉRATURE
DE L'EAU À L'AIDE DU
MODÈLE QUANTITÉ-QUALITÉ CEQUEAU

INRS-Eau
C.P. 7500
Sainte-Foy (Québec) G1V 4C7

Rapport scientifique no 153

Rapport rédigé pour

Hydro-Québec
Service de l'environnement

par

G. Morin
D. Cluis
D. Couillard
H.G. Jones
J.M. Gauthier

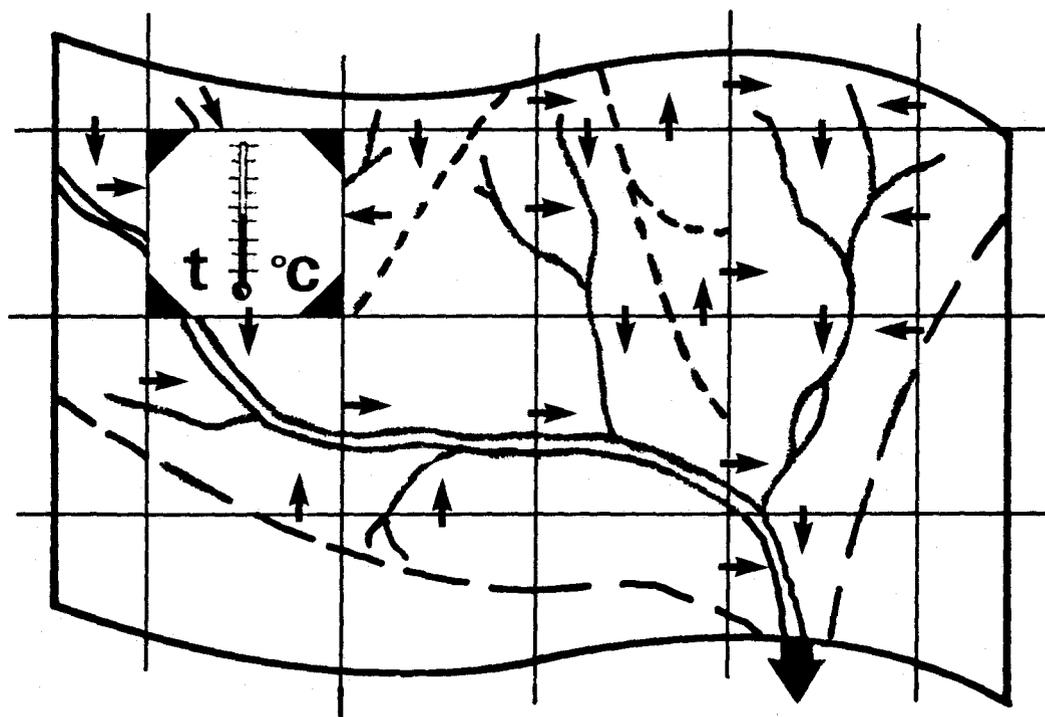
Juillet 1983



Université du Québec

Institut national de la recherche scientifique

INRS-Eau



**MODÉLISATION DE LA TEMPÉRATURE
DE L'EAU À L'AIDE DU MODÈLE
QUANTITÉ-QUALITÉ CEQUEAU.**

INRS-Eau
C.P. 7500
Sainte-Foy (Québec) G1V 4C7

Rapport scientifique no 153

Rapport rédigé pour

Hydro-Québec
Service de l'environnement

par

G. Morin
D. Cluis
D. Couillard
H.G. Jones
J.M. Gauthier

MODÉLISATION DE LA TEMPÉRATURE
DE L'EAU À L'AIDE DU
MODÈLE QUANTITÉ-QUALITÉ CEQUEAU

Juillet 1983

TABLE DES MATIÈRES

	<u>Page</u>
TABLE DES MATIÈRES	i
LISTE DES FIGURES	iii
LISTE DES TABLEAUX	v
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - REVUE DE LITTÉRATURE DES MODÈLES DE TEMPÉRATURE DE L'EAU EN RIVIÈRES	5
1.1 L'approche statistique	6
1.2 L'approche déterministe	7
1.2.1 Modèle général	7
1.2.2 Température d'équilibre	8
1.2.3 Bilan d'énergie	9
1.2.3.1 Paramètres directs des termes du bilan d'énergie	10
1.2.3.2 Importance relative des échanges thermiques à la surface de l'eau ...	12
1.2.3.3 Évaluation des termes du bilan à la surface de l'eau	15
CHAPITRE 2 - REVUE DE LITTÉRATURE DES MODÈLES DE TEMPÉRATURE DE L'EAU DES LACS OU RÉSERVOIRS STRATIFIÉS	23
2.1 Évolution du profil thermique d'un lac profond ou réservoir dimictique	24
2.2 Modèle général	27
2.3 Modèles proposés	30
2.3.1 Munk et Anderson (1948)	30
2.3.2 Ertel (1954)	31
2.3.3 Kraus et Rooth (1961)	32
2.3.4 Orlob (1965)	32
2.3.5 Approche de Harleman (1966, 1968, 1971)	37
2.3.6 Beard et Willey (1970)	47

2.3.7	Burdick et Parker (1971)	47
2.3.8	Thendrup (1978)	53
2.3.9	Baldasano et al. (1981)	55
2.3.10	Heinrich, Lick et Paul (1981)	59
CHAPITRE 3 - INTÉGRATION AU MODÈLE HYDROLOGIQUE CEQUEAU		61
3.1	Modélisation de la température de l'eau en rivières	62
3.1.1	Caractérisation d'un tronçon de rivière	62
3.1.2	Calcul des échanges d'énergie	65
3.1.2.1	Radiation solaire	65
3.1.2.2	Radiation infrarouge nette	66
3.1.2.3	Évaporation	67
3.1.2.4	Convection	68
3.1.2.5	Apports advectifs locaux	68
3.1.3	Bilan d'énergie	69
3.2	Modélisation de la température pour les réservoirs stratifiés	71
CHAPITRE 4 - AJUSTEMENT DU MODÈLE ET RÉSULTATS		75
4.1	Données physiographiques	76
4.2	Données météorologiques	76
4.3	Ajustement du modèle	78
4.3.1	Paramètres du modèle	78
4.4	Analyse des résultats	83
4.4.1	Rivière Sainte-Anne	83
4.4.2	Rivière Saint-Jean	89
4.4.3	Rivières Eastmain-Opinanca	89
4.5	Conclusion	91
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		95

LISTE DES FIGURES

		<u>Page</u>
2.1	Relation densité-température de l'eau (Burdick et Parker, 1971)	25
2.2	Phénomènes associés à la stratification thermique d'un lac en période estivale (Svensson, 1978)	26
2.3	Profils de température typiques d'un lac dimictiques (Orlob, 1965; Leclerc, 1982)	28
2.4	Domaines de transfert d'énergie d'un réservoir stratifié à différentes époques de l'année (Orlob, 1965)	35
2.5	Changements saisonniers de la température de l'eau calculés à l'aide du modèle de Orlob (1965)	36
2.6	Rapport de la radiation absorbée à la profondeur z ($\Phi(z)$) à la radiation incidente en surface (Φ_0), en fonction de la profondeur (Markofsky et Harleman, 1971)	38
2.7	Températures calculées vs mesurées à la sortie du réservoir Fontana (1966) (Ryan et Harleman, 1971)	42
2.8	Profil de température calculé vs mesuré le 22 juin 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971)	43
2.9	Profil de température calculé vs mesuré le 20 juillet 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971)	44
2.10	Profil de température calculé vs mesuré le 15 septembre 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971)	45
2.11	Profil de température calculé vs mesuré le 10 novembre 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971)	46
2.12	Température d'équilibre E et coefficient d'échange thermique K en fonction du temps au réservoir J. Percy Priest, USA (Burdick et Parker, 1971)	49
2.13	Comparaison entre températures observées et calculées ($^{\circ}\text{C}$) par le modèle TIDEP au réservoir J.P. Priest (Burdick et Parker, 1971)	51
2.14	Comparaison entre températures observées et calculées ($^{\circ}\text{C}$) par le modèle TIDEP III au réservoir J.P. Priest (Burdick et Parker, 1971)	52

2.15	Comparaison entre isothermes mesurés et calculés par le modèle de Thendrup (1978) pour un lac norvégien (Jonsvannet près de Trondheim, année non précisée)	56
2.16	Profils de température mesurés et calculés au réservoir Desaulniers (Baldasano <u>et al.</u> , 1981)	57
3.1	Schématisation des principaux éléments considérés pour le calcul de la température de l'eau sur un carreau partiel	63
3.2	Température du sol à différentes profondeurs (Carson, 1963)	70
4.1	Température de l'eau souterraine (Simard et Des Rosiers, 1979) .	82
4.2	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1968	85
4.3	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1969	86
4.4	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1970	87
4.5	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1971	88
4.6	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, calculées à la station 162 sur la rivière Saint-Jean pour l'année 1978	90
4.7	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, calculées à la station EA300 sur la rivière Eastmain pour l'année 1979	92
4.8	Températures de l'eau, moyenne de trois jours, calculées à la station EA300 sur la rivière Eastmain pour l'année 1980	93

LISTE DES TABLEAUX

	<u>Page</u>
1.1 Rayonnement moyen quotidien pour une surface horizontale	13
1.2 Radiation infrarouge journalière pour un plan d'eau	14
2.1 Déviations moyennes absolues (°C) entre les valeurs journalières observées et les valeurs journalières calculées à l'aide des modèles présentés par Burdick et Parker (1971) (réservoir J.P. Priest, 1968)	53
2.2 Valeurs des paramètres utilisés au réservoir Desaulniers en 1978 pour la simulation de Baldasano et al. (1981)	58
2.3 Effets relatifs de variations imposées aux paramètres utilisés dans le modèle de Baldasano et al. (1981) au réservoir Desaulniers en 1978	58
4.1 Caractéristiques des banques de données formées pour la mise en opération du modèle quantité - qualité CEQUEAU pour les bassins des rivières Sainte-Anne, Saint-Jean et Eastmain-Opinaca	77
4.2 Données météorologiques moyennes mensuelles utilisées pour les simulations de la température de l'eau des rivières Sainte-Anne, Saint-Jean et Eastmain-Opinaca	79
4.3 Température de l'eau (°C) moyenne mensuelle et annuelle observée et calculée à Chute Panet sur la rivière Sainte-Anne pour les années 1968 à 1971	84

INTRODUCTION



La température est une variable importante lors de toute évaluation de la qualité de l'eau. Elle a une influence directe, non seulement sur les propriétés physiques, chimiques et biologiques du milieu aqueux, mais aussi sur plusieurs autres paramètres de qualité. Il est donc nécessaire, en tout premier lieu, de se doter d'un outil permettant sa prédiction avec suffisamment de précision.

En ce qui concerne les rivières, plusieurs modèles statistiques et déterministes ont déjà été proposés pour le calcul de la température. On sait que l'approche statistique, contrairement à l'autre, ne tente pas de représenter les mécanismes du phénomène physique étudié mais plutôt de relier la variable estimée aux paramètres météorologiques ou physiques jugés significatifs. Ceci requiert en général d'assez longues séries d'observations. Comme nous verrons, des modèles statistiques simples sont disponibles dans la littérature scientifique.

L'approche déterministe que nous utiliserons est plus élaborée. Toutefois, elle se prête mieux à l'évaluation de l'impact de modifications au régime naturel d'un cours d'eau. C'est d'ailleurs pour prévoir l'effet des rejets thermiques sur les étangs de refroidissement et les rivières que les premiers modèles déterministes furent ébauchés au début du siècle (Ruggles, 1912; Lima, 1936). Parmi les différentes méthodes utilisées, c'est celle du bilan d'énergie qui s'avère la plus précise. Une bonne évaluation des entrées et sorties permet une erreur de l'ordre de 5% (Keijman et Koopmans, 1973; Cluis, 1973).

En ce qui concerne les lacs ou réservoirs, il faut remonter aux années 1820 pour retrouver les premiers travaux faisant état de stratification thermique et ce, pour des lacs des Alpes suisses. C'est vers la fin du XIX siècle que ce phénomène fut reconnu de façon générale pour les lacs profonds en climat tempéré (Hutchinson, 1957).

Les premiers essais significatifs de modélisation du comportement thermique de réservoirs datent du milieu des années 1960 (Orlob, 1965; Dake et Harleman, 1966). La plupart des modèles développés, essentiellement déterministes, le furent pour des lacs monomictiques chauds, c'est-à-dire

dont la température ne descend jamais en dessous de 4°C et qui présentent une période de circulation et de mélange en saison froide et une période de stratification en saison chaude (Orlob, 1965; Dake et Harleman, 1966; Beard et Willey, 1970; Burdick et Parker, 1971). Toutefois, les méthodes utilisées sont applicables à des lacs ou réservoirs dimictiques, c'est-à-dire comportant deux périodes de stratification, celle d'été et celle inversée d'hiver, comme nous en retrouvons plus fréquemment dans les régions tempérées (Thendrup, 1978; Baldasano et al., 1981).

La modélisation de la température en réservoirs peut en soi faire l'objet d'études distinctes et très élaborées. Nous nous y intéresserons avant tout dans l'optique de rendre opérationnel le modèle de température en rivières sur les bassins versants aménagés.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE DES MODÈLES DE TEMPÉRATURE DE L'EAU EN RIVIÈRES

1.1 L'APPROCHE STATISTIQUE

De nombreux auteurs depuis Ward (1963) ont reconnu le fait que pour des cours d'eau suffisamment mélangés, en régime naturel non hivernal, les températures moyennes quotidiennes de l'eau établies sur plusieurs années suivent dans le temps des courbes sinusoïdales similaires à celles de la température de l'air. L'étude d'autres paramètres météorologiques, en particulier la radiation solaire, la vitesse du vent et la nébulosité, n'a pu laisser supposer qu'ils puissent être mis en corrélation satisfaisante avec la température de l'eau (Kothandaraman, 1971).

Kothandaraman (1971) a montré qu'en représentant la température de l'eau et de l'air par une composante cyclique saisonnière ou normale (représentable par une série de Fourier tronquée) et par une composante aléatoire journalière ou écarts à cette normale, les écarts de la température de l'eau étaient en corrélation avec les écarts de la température de l'air pondérés sur les deux jours antérieurs. Son modèle ajusté à la rivière Illinois, à Peoria, lui a donné une erreur standard de 1.4°F pour l'année 1969 en excluant trois mois d'hiver.

Cluis (1972), utilisant une structure de modèle semblable, a cependant corrélié l'écart à la normale de la température de l'eau aux écarts respectifs des températures de l'eau des deux jours précédents (terme d'inertie) ainsi qu'à la différence entre les températures de l'air actuelle et normale (terme moteur). Pour la rivière du Nord (Québec), du 11 juin à la fin novembre 1969, il a pu, par cette méthode, réduire la moyenne des valeurs absolues de la série résiduelle non expliquée à 0.59°C.

D'autres chercheurs ont aussi convenu de l'importance relative du paramètre température de l'air. Smith (1975) conclut que les variations de débit et de température de l'air pouvaient expliquer jusqu'à 85% des variations des températures maximale et minimale de l'eau des rivières en été. Il ajoute cependant que pour des sections de faible débit, les changements thermiques en périodes de crues sont souvent plus attribuables aux transferts de masses qu'aux échanges thermiques avec l'air.

Song et Chien (1977) affirment que les variations de température de l'eau sont significativement reliées aux variations de température de l'air et qu'en outre leur rapport est très bien corrélé à une variable fonction de caractéristiques du bassin considéré (débit moyen, surface, ...) et ce, autant sur une base saisonnière que journalière.

1.2 L'APPROCHE DÉTERMINISTE

1.2.1 Modèle général

Dans le système physique défini par une rivière et son environnement, vouloir décrire chaque élément infinitésimal susceptible d'affecter la température de l'eau est évidemment impossible et sans intérêt. Nous ne pouvons qu'espérer dégager les relations principales qui suffiront à nous donner la précision recherchée dans les résultats, compte tenu des données dont nous disposons.

Heureusement, pour la plupart des rivières étudiées, un modèle mathématique unidimensionnel s'est avéré tout à fait adéquat en pratique (Rinaldi et al., 1979). Des modèles plus sophistiqués à deux et même trois dimensions ne doivent être considérés que pour des estuaires ou de gros élargissements de rivières ou des lacs (Leendertsee et al., 1973; Orlob, 1976).

Considérant une section de rivière bien mélangée et de débit constant et négligeant la production interne de chaleur par friction ou autrement, nous pouvons écrire:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial l} - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial l} \left(AD \frac{\partial T}{\partial l} \right) = \frac{W}{\rho_p A} \quad Q \quad (1.1)$$

où T : température moyenne de l'eau dans la section A
t : temps
l : distance en aval d'un point de référence
A : section

- v : vitesse moyenne du cours d'eau
- W : largeur de la rivière
- D : coefficient de dispersion longitudinale
- Θ, ρ : chaleur spécifique et densité de l'eau supposées constantes
- Q : flux instantané de chaleur de l'environnement vers la rivière par unité de surface

Cette dernière équation prend diverses formes dans la littérature scientifique selon que l'on s'intéresse à la variation de température dans le temps (coordonnées d'Euler) ou selon la distance en aval (coordonnées de Lagrange) ou encore dans l'expression du terme Q.

Pour un tronçon de rivière de température uniforme longitudinalement, l'équation (1.1) devient:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{W}{\Theta \rho A} Q \quad (1.2)$$

1.2.2 Température d'équilibre

Une façon simple d'exprimer Q dans l'équation (1.2) est de supposer que le flux de chaleur entre le tronçon de rivière et l'environnement est proportionnel à la différence entre la température de l'eau et une température (T_{EQ}) dite d'équilibre (loi de refroidissement de Newton), i.e.:

$$Q = k (T - T_{EQ}) \quad (1.3)$$

Toutefois, cette apparente simplicité est contredite dans les faits, k n'étant pas vraiment une constante et T_{EQ} étant une fonction assez compliquée de paramètres principalement météorologiques (Rinaldi et al., 1979; Duttweiler, 1963). Cette formulation a été employée dans plusieurs modèles tentant de prévoir le taux de refroidissement de rivières chauffées artificiellement par des rejets de centrales thermiques.

C'est ainsi que LeBosquet (1946), supposant la température d'équilibre égale à celle de l'air (ce qui néglige d'autres facteurs), affirme que:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = - \frac{K \times \text{surface de la masse d'eau} \times F}{\text{poïds de l'eau}} \quad (1.4)$$

où F : différence entre la température de l'eau et celle de l'air

K : estimé entre 6 et 18 BTU pi⁻² h⁻¹ °F⁻¹.

Gameson et al. (1957, 1959) remplacent F par la différence entre la température de l'eau réchauffée et la température de l'eau dite "naturelle". Ils trouvent des valeurs de K entre 2 et 12 BTU pi⁻² h⁻¹ °F⁻¹.

Duttweiler (1963) dérive pour k et T_{EQ} dans l'équation (1.3) des expressions assez complexes où entrent en jeu la profondeur moyenne du tronçon de rivière considéré et les termes d'échanges thermiques autour de ce tronçon (radiation, évaporation, convection, conduction, advection) mesurés directement ou estimés à l'aide de données météorologiques. Testé de façon très limitée, le modèle a été utilisé pour la prévision de 19 températures horaires d'un petit cours d'eau avec une assez bonne précision (écart moyen en valeur absolue de 0.9°C, écart maximal de 2.1°C). Cette approche a été utilisée ou modifiée par d'autres auteurs (Edinger et al., 1968; Keijman, 1974, Boutin et al., 1981) mais demeure laborieuse.

1.2.3 Bilan d'énergie

La façon la plus commune de définir Q dans les équations (1.1) et (1.2) est de l'exprimer comme étant la somme de chacun des termes du bilan d'énergie. Cette méthode générale fait l'objet d'une littérature abondante. En particulier, elle a été utilisée fréquemment pour évaluer l'évaporation comme terme résiduel du bilan (Rijtema, 1965, Dake, 1972; Keijman et Koopmans, 1973; Grant, 1975). Les différents termes de ce bilan sont donc bien définis et l'utilisation d'une série d'équations plutôt qu'une autre

dépend d'abord de la précision recherchée dans les résultats et, évidemment, des données disponibles.

Dans cette optique, Raphaël (1962) a présenté une procédure permettant d'estimer la température de divers volumes d'eau suffisamment mélangés et uniformes à partir de certaines de leurs caractéristiques (débits d'entrée et de sortie, surface, volume) et de données météorologiques. La température de la masse d'eau considérée est supposée constante pendant un intervalle de temps donné à la fin duquel l'effet des termes du bilan d'énergie est compilé. Au début du premier intervalle, la température doit être mesurée ou estimée, ce qui dans ce dernier cas n'est pas un problème, étant donné la convergence rapide de la solution.

Marcotte et Duong (1973) ont appliqué avec quelques modifications cette dernière procédure au calcul horaire de la température de la rivière du Nord (Saint-Jérôme, Québec) pendant 112 jours, de juin à septembre 1969, et au calcul journalier de la température de la rivière Chaudière (Saint-Lambert de Lévis, Québec) de mai à septembre 1968. Ils ont obtenu un écart quadratique moyen mensuel variant entre 0.7 et 1.2°C pour la rivière du Nord et entre 1.0 et 1.7°C pour la rivière Chaudière.

1.2.3.1 Paramètres directeurs des termes du bilan d'énergie

Considérant un tronçon de rivière, nous pouvons distinguer les phénomènes suivants affectant sa température: les apports et pertes de chaleur reliés aux différents débits entrant et sortant, les échanges au niveau de la surface du cours d'eau, les échanges avec le lit de la rivière et la production interne de chaleur.

Les deux derniers phénomènes sont en général peu importants et négligeables. Au niveau du lit d'un cours d'eau, la conductivité thermique du sol ainsi que le gradient de température à l'interface eau-sol sont faibles, ce qui permet d'ignorer pour toute fin pratique le terme d'échange associé (Halleux, 1964; Rinaldi et al., 1979).

Par production interne de chaleur, nous entendons celle produite par friction (habituellement faible) et par les réactions chimiques et biochimiques ayant lieu dans l'eau qui sont négligeables même pour les rivières très polluées (Rinaldi et al., 1979).

Les termes représentant les apports et pertes de chaleur reliés aux débits entrants (tributaires, eaux de ruissellement, de pluie ou souterraines) et sortants (effluents, eaux infiltrées) sont exprimables sous la forme de différence d'enthalpie, le problème étant d'évaluer adéquatement le taux de transfert de masse et le gradient de température. On a:

$$Q_j = \theta M \Delta T \quad (1.5)$$

où Q_j : quantité de chaleur transférée, positive ou négative

θ : chaleur spécifique de l'eau

M : taux de transfert de masse

ΔT : différence de température entre le volume d'eau étudié et les volumes d'eau qui y entrent ou qui en sortent

Enfin, plusieurs phénomènes importants définissent les échanges ayant lieu à l'interface eau-air. La radiation solaire non absorbée par l'atmosphère (principalement les ondes courtes, i.e. 0.3μ à 4.0μ) dépend de la latitude, de l'heure et de la saison, de l'orographie et de la nébulosité. Dans l'évaluation du terme d'échange correspondant, on doit évidemment déterminer la surface qui est effectivement exposée.

Une partie de la radiation incidente est réfléchiée, en général moins de 10%, selon l'angle d'incidence. On reconnaît très souvent cette fraction comme une constante (5-6%) pour fins de calculs (Benedict et al., 1974; Rinaldi et al., 1979), ceci introduisant une erreur très faible en comparaison du terme principal (Raphaël, 1962).

La radiation atmosphérique (principalement infrarouge) est émise par divers constituants de l'atmosphère dont H_2O , CO_2 et O_3 . Son intensité dépend surtout de la température de l'air et du taux d'humidité évalués sur quelques centaines de mètres au-dessus de la surface (Duttweiler, 1963;

Rinaldi et al., 1979). Une proportion à peu près constante (3%) de ce type de radiation est réfléchi (Anderson, 1954; Benedict et al., 1974).

La radiation infrarouge émise par l'eau dépend pour sa part de l'émissivité et de la température de l'eau en surface, cette dernière variable pouvant être remplacée par la température moyenne lorsque l'hypothèse d'uniformité prévaut pour un tronçon de rivière bien mélangé, par exemple. Ajoutons que les échanges par radiation infrarouge s'effectuent 24 heures par jour alors que les apports par radiation solaire et ondes courtes sont diurnes.

La convection représente les processus de transferts de chaleur "sensible" résultant du contact turbulent entre l'eau et l'air à des températures différentes. On lui reconnaît les paramètres directeurs suivants: la température de l'eau, celle de l'air et la vitesse du vent qui est le moteur de la dispersion de la chaleur. Notons qu'en l'absence de vent, des échanges turbulents ont quand même lieu par la seule friction entre l'air et l'eau causée par le courant (Rinaldi et al., 1979).

L'évaporation implique le transport de chaleur "latente" de l'eau vers l'air. Elle dépend de la pression de vapeur dans l'air, de la température à la surface de l'eau qui détermine la pression de vapeur à saturation en surface et la chaleur de vaporisation. Elle dépend aussi des mêmes processus de dispersion que pour la convection, donc du vent (Rinaldi et al., 1979).

1.2.3.2 Importance relative des échanges thermiques à la surface de l'eau

Il peut être intéressant d'avoir des indices de l'ordre de grandeur des différents phénomènes d'échange thermique ayant lieu à la surface de l'eau. Leur importance relative varie beaucoup selon l'heure, la saison et bien entendu les conditions climatiques.

En ce qui concerne les apports de chaleur à une masse d'eau, le rayonnement solaire demeure, toute l'année durant, le terme majeur. Le

tableau 1.1 présente les moyennes journalières normales de rayonnement solaire selon les mois de l'année à Montréal, Normandin et Sept-Iles ainsi que les moyennes journalières de rayonnement net pour une surface terrestre à Saint-Augustin (Environnement Canada, 1982a).

TABLEAU 1.1 Rayonnement moyen quotidien pour une surface horizontale
(en MJ m⁻² = 23.895 langley (cal cm⁻²) = 88.114 BTU pi⁻²)

LIEU	COORDONNÉES	NOMBRES D'ANNÉES D'OBSERVATIONS	MOIS											
			J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
Montréal ¹	45°30'N 73°37'O	15	5.3	8.8	12.5	15.9	19.1	20.3	21.0	17.2	13.5	8.0	4.6	3.9
Normandin ¹	48°51'N 72°32'O	20	5.1	9.1	14.4	17.9	18.9	20.5	19.4	16.9	11.7	6.7	4.3	3.9
Sept-Iles ¹	50°13'N 66°15'O	8	4.3	8.0	11.8	14.9	18.4	20.6	18.5	17.1	11.7	7.1	4.1	3.2
Saint-Augustin ²	46°44'N 71°30'O	5	-1.9	-1.7	-0.5	4.2	9.3	10.2	10.7	8.1	4.8	2.1	-0.3	-1.9

¹ rayonnement solaire

² rayonnement net résultant des rayonnements solaire, atmosphérique et terrestre

Pris individuellement, le rayonnement atmosphérique net et le rayonnement infrarouge émis par l'eau ont des valeurs presque toujours supérieures à celles du rayonnement solaire. Toutefois, la majorité des auteurs regroupent ces deux termes en un seul représentant le rayonnement infrarouge net. Sur une base journalière, ce dernier terme est en général déficitaire (perte de chaleur de l'eau vers l'atmosphère), sauf dans le cas d'une température de l'air très supérieure à celle de l'eau. En s'inspirant des équations présentées par Raphaël (1962), qui sont basées sur la loi de Stefan-Boltzmann, nous obtenons les ordres de grandeur énumérés au tableau 1.2.

TABLEAU 1.2 Radiation infrarouge journalière pour un plan d'eau
(en MJ m⁻² = 23.895 langleys (cal cm⁻²) = 88.114 BTU pi⁻²)

Temp. moyenne de l'eau (°C)	Temp. moyenne de l'air (°C)	Radiation émise	Radiation reçue*	Bilan net
0	-10	26.5	16.9 → 21.9	-9.6 → -4.6
	0		19.6 → 25.4	-6.9 → -1.1
	10		22.6 → 29.3	-3.9 → +2.8
10	0	30.5	19.6 → 25.4	-10.9 → -5.1
	10		22.6 → 29.3	-7.9 → -1.2
	20		26.0 → 33.7	-4.5 → +3.2
20	10	35.1	22.6 → 29.3	-12.5 → -5.8
	20		26.0 → 33.7	-9.1 → -1.4
	30		29.7 → 38.5	-5.4 → +3.4

* selon équation empirique fonction de l'humidité, la nébulosité et la hauteur des nuages.

L'évaluation des termes d'évaporation et de convection est plus difficile puisqu'elle doit être faite à l'aide de relations empiriques. L'évaporation est pendant la saison estivale le terme déficitaire majeur (Benedict, 1974). Mais Halleux (1964) montre que pour le climat frais et humide caractérisant l'hiver belge, les pertes par convection peuvent devenir plus importantes que les pertes par évaporation; ce qu'on pourra peut-être observer chez nous dans nos saisons de transition. Pour la rivière Lys, en Belgique, il estime que le rayonnement infrarouge représente environ 14% des termes déficitaires annuellement alors que pour l'évaporation cette proportion varie du tiers en hiver au trois cinquièmes en été, le troisième terme considéré étant la convection.

Plus près de nous, Marcotte et Duong (1973) calculent pour le mois d'août 1968 sur la rivière Chaudière les valeurs quotidiennes moyennes suivantes (en MJ m⁻²):

RAYONNEMENT SOLAIRE NET	+14.4	(variations de 6.7 à 23.6)
RAYONNEMENT INFRAROUGE NET	-6.8	(-10.9 à -3.0)
PERTES PAR EVAPORATION	-8.2	(-16.7 à -1.5)
CONVECTION	-0.5	(-3.0 à + 3.9)

Benedict et al. (1974) donnent les ordres de grandeur suivants pour différents termes du bilan (en MJ m⁻²):

RAYONNEMENT SOLAIRE GLOBAL	+ 4.5 à +32.0
RAYONNEMENT SOLAIRE RÉFLÉCHI	- 0.5 à - 2.5
RAYONNEMENT ATMOSPHÉRIQUE GLOBAL	+27.0 à +36.0
RAYONNEMENT ATMOSPHÉRIQUE RÉFLÉCHI	- 1.0 à - 1.5
RAYONNEMENT INFRAROUGE ÉMIS PAR L'EAU	-27.0 à -41.0
PERTES PAR ÉVAPORATION	- 5.5 à -23.0
CONVECTION	- 5.0 à + 3.5

1.2.3.3 Évaluation des termes du bilan à la surface de l'eau

Rayonnement solaire

L'utilisation de valeurs mesurées du rayonnement solaire au sol demeure la meilleure approche (Duttweiler, 1963; Edinger et Geyer, 1965; Hogan et al., 1970; Boutin et al., 1981). Aux États-Unis, des normales journalières sont disponibles à la plupart des stations météorologiques importantes (Benedict et al., 1974). Au Québec cependant, nous ne disposons que de six stations effectuant couramment des mesures de rayonnement solaire global. Elles sont situées respectivement à Inoucdjouac et Fort Chimo dans le Grand Nord, Nitchequon sur le bassin de la rivière La Grande, Sept-Iles, Normandin au lac Saint-Jean et finalement Montréal. Mentionnons qu'à Saint-Augustin, près de Québec, sont prises des mesures de rayonnement net (Environnement Canada, 1982a).

Une approche moins directe consiste à estimer la valeur de la radiation solaire maximum au sol (i.e. par ciel sans nuage) puis de corriger

cette valeur à l'aide d'un facteur qui dépend de la nébulosité (Raphaël, 1962; Marcotte et Duong, 1973; Benedict et al., 1974; Rinaldi et al., 1979). Puisque la radiation solaire journalière par ciel sans nuage suit une courbe à peu près sinusoïdale sur une base annuelle, nous pouvons écrire (Thackston et Parker, 1971):

$$RS_{\max} = C_1 + C_2 \sin (2\pi d/365 + \phi) \quad (1.6)$$

- où RS_{\max} : rayonnement solaire maximum journalier au sol
(en unités thermiques par unité de surface exposée)
 C_1, C_2 : constantes empiriques fonction de la latitude
 d : jour de l'année (1 à 365)
 ϕ : terme d'ajustement de phase

On corrige pour la nébulosité de la façon suivante:

$$RS = (1 - FB^2) \times RS_{\max} \quad (1.7)$$

- où RS : rayonnement solaire journalier au sol
(en unités thermiques, par unité de surface exposée, par jour)
 B : nébulosité, i.e. fraction du ciel couverte par les nuages
 F : constante empirique variant de 0.65 à 0.71 selon les sources
(0.7 en général)

(Raphaël, 1962; Masch et ass. et The Texas Water Development Board, 1971; Marcotte et Duong, 1973; Benedict et al., 1974; Rinaldi et al., 1979)

Au Québec, on compte plus de 80 stations héliométriques fournissant des données sur la nébulosité. La plupart sont situées autour des zones habitées sous la latitude 51°N (Gariépy et al., 1981).

Le rayonnement net absorbé par unité de surface exposée est obtenu en déduisant du rayonnement global mesuré ou estimé la fraction réfléchie qu'on peut considérer constante à près de 5% (Edinger et Geyer, 1965; Benedict et al., 1974). Ainsi:

$$RS_{net} = 0.95 RS \quad (1.8)$$

où RS_{net} : rayonnement solaire net par unité de surface exposée
 RS : rayonnement solaire global mesuré ou estimé

Pour un volume d'eau donné, la quantité totale d'énergie solaire absorbée est le produit du rayonnement superficiel net par la surface exposée. Sur un tronçon de rivière, Marcotte et Duong (1973) définissent la surface exposée comme étant la surface du tronçon multipliée par un terme empirique qu'ils appellent facteur d'abri (valeur inférieure ou égale à l'unité) et qu'on peut relier physiquement à l'ombre produite par la végétation en bordure de la rivière.

Rayonnement infrarouge

La radiation émise par l'eau est très bien représentée par la loi de Stefan-Boltzman avec un facteur d'émissivité fixé à 0.97 (Raphaël, 1962; Duttweiler, 1963; Masch et ass. et The Texas Water Development Board, 1971; Benedict et al., 1974). Ainsi:

$$RI_{eau} = 0.97 \sigma (T_{eau})^4 \quad (1.9)$$

où RI_{eau} : rayonnement infrarouge émis par l'eau, par unité de surface
 σ : constante de Stefan-Boltzman
 T_{eau} : température de l'eau (° Kelvin)

La radiation atmosphérique dépendant pour sa part de la quatrième puissance de la température de l'air en degrés absolus et d'un facteur d'émissivité atmosphérique fonction principalement de la pression de vapeur d'eau et de la nébulosité (Anderson, 1954; Raphaël, 1962; Edinger et Geyer, 1968; Hogan et al., 1970; etc.), nous avons:

$$RI_{atm} = 0.97 \sigma \beta (T_{air})^4 \quad (1.10)$$

où RI_{atm} : rayonnement atmosphérique absorbé, par unité de surface

- σ : constante de Stefan-Boltzman
- β : émissivité atmosphérique
- T_{air} : température de l'air (° Kelvin)

Raphaël (1962) et Benedict et al. (1974) donnent β à l'aide de graphiques pré-compilés. Des équations sont aussi formulées, par exemple celle de Anderson (1954):

$$\beta = (0.74 + 0.0065 e_a) (1 + 0.17 B^2) \quad (1.11)$$

- où β : émissivité atmosphérique
- e_a : pression de vapeur d'eau dans l'air (mm Hg)
- B : nébulosité, i.e. fraction du ciel couverte par les nuages

Pour une masse d'eau donnée, si nous conservons la convention de déclarer les entrées d'énergie comme positives et les sorties négatives, le rayonnement infrarouge net s'exprime par:

$$RI = 0.97 \sigma \left[\beta (T_{\text{air}})^4 - (T_{\text{eau}})^4 \right] \quad (1.12)$$

- où RI : rayonnement infrarouge net, par unité de surface
- σ : constante de Stefan-Boltzman
- β : émissivité atmosphérique
- $T_{\text{air}}, T_{\text{eau}}$: températures respectives de l'air et de l'eau (°K)

Évaporation

Un nombre impressionnant d'équations sont présentées dans la littérature scientifique pour l'estimation de l'évaporation. Une formulation très commune du flux d'énergie latente est la suivante (Raphaël, 1962; Duttweiler, 1963; Masch et ass. et The Texas Water Development Board, 1971; Benedict et al., 1974; Linsley et al., 1975; Rinaldi et al., 1979):

$$E = (A + BV) (e_s - e_a) \quad (1.13)$$

- où E : énergie perdue par évaporation
V : vitesse du vent mesurée à une hauteur déterminée
 e_s : pression de vapeur saturante à la température de l'eau
 e_a : pression de vapeur d'eau dans l'air mesurée à une hauteur déterminée
A, B : constantes empiriques qui dépendent des unités et de la hauteur à laquelle on mesure V; mais aussi du lieu géographique, de la topographie, de la forme et de la surface de la masse d'eau étudiée.

La pression de vapeur saturante e_s est fonction de la température. Par exemple, Jobson et Yotsukura (1972) donnent:

$$e_s = 0.75 \exp (54.721 - 6788.6 T^{-1} - 5.0016 \ln T) \quad (1.14)$$

- où e_s : pression de vapeur saturante (mm Hg)
T : température (° Kelvin)

Plusieurs valeurs de A et B ont été proposées principalement pour les lacs. Très souvent, la constante A est mise à zéro. Par exemple, Raphaël (1962), se basant sur les études faites au lac Hefner donne, après transformation en unités métriques:

$$E = 0.07 V (e_s - e_a) \quad (1.15)$$

- où E : énergie perdue par évaporation ($\text{MJ m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$)
V : vitesse du vent mesurée à 8 m d'altitude (km/h)
 e_s : pression de vapeur saturante à la température de l'eau (mm Hg)
 e_a : pression de vapeur d'eau dans l'air (mm Hg)

Encore une fois, cette dernière méthode qu'on appelle souvent méthode aérodynamique n'est pas la seule. De façon générale, lorsqu'une équation quelconque estime un volume d'eau évaporé, on relie ce volume à une énergie consommée en le multipliant par la densité et la chaleur latente de vaporisation de l'eau qui s'évapore (Benedict et al., 1974). À toutes fins

pratiques, nous pouvons considérer la densité et la chaleur de vaporisation (L) comme constantes dans l'intervalle de température qui nous intéresse. Posant $L = 2.480$ MJ/kg ce qui correspond à une température de l'eau d'environ 10°C (Smith et Van Ness, 1975), nous introduisons une erreur inférieure à 2% pour l'eau entre 0 et 30°C . Rappelons que le modèle CEQUEAU estime l'évaporation potentielle à l'aide de l'équation de Thornwaite qui utilise comme seul paramètre météorologique la température de l'air.

Convection

Les mécanismes de dispersion de la chaleur sensible étant similaires à ceux de la chaleur évaporée, Bowen (1926) trouve une relation entre les deux phénomènes confirmée par plusieurs expériences subséquentes (Rinaldi et al., 1979):

$$\frac{C}{E} = k \frac{(T_{\text{eau}} - T_{\text{air}})}{(e_s - e_a)} \frac{P}{1\ 000} \quad (1.16)$$

où C : chaleur échangée par convection

E : énergie perdue par évaporation

$T_{\text{eau}}, T_{\text{air}}$: température de l'eau et de l'air respectivement ($^{\circ}\text{C}$)

e_s : pression de vapeur saturante à la température de l'eau (mm Hg)

e_a : pression de vapeur d'eau dans l'air (mm Hg)

P : pression atmosphérique (mm Hg)

k : constante de proportionnalité variant entre 0.58 et 0.66 selon les conditions atmosphériques, 0.61 étant une valeur standard

À pression atmosphérique normale et en exprimant E selon l'équation (1.14) par exemple, nous avons (Raphaël, 1962):

$$C = 0.03 V (T_{\text{air}} - T_{\text{eau}}) \quad (1.17)$$

- où C : chaleur échangée par convection ($\text{MJ m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$)
(positive pour apport de chaleur à la masse d'eau)
V : vitesse moyenne du vent (km/h)
 $T_{\text{air}}, T_{\text{eau}}$: température de l'air et de l'eau respectivement ($^{\circ}\text{C}$)

CHAPITRE 2

REVUE DE LITTÉRATURE DES MODÈLES
DE TEMPÉRATURE DE L'EAU DES LACS
OU RÉSERVOIRS STRATIFIÉS



2.1 ÉVOLUTION DU PROFIL THERMIQUE D'UN LAC PROFOND OU RÉSERVOIR DIMICTIQUE

Sauf pour la période hivernale, les mêmes mécanismes régissent l'évolution du profil de température des lacs dimictiques ou monomictiques chauds. Rappelons immédiatement l'importance déterminante de la relation densité-température de l'eau (voir figure 2.1) qui explique largement la stabilité ou l'instabilité et les courants convectifs internes d'une masse d'eau stratifiée thermiquement.

L'isothermie du printemps à près de 4°C marque le début d'un cycle. L'eau ayant alors la même densité partout, des mélanges turbulents s'effectuent sur toute la profondeur du lac. À mesure que la saison avance, les couches d'eau superficielles se réchauffent et un profil de température relativement stable se développe.

Toutefois, par conduction, échanges turbulents, brassage mécanique des vagues et transmission de la radiation solaire, la chaleur absorbée en surface est graduellement transportée jusqu'à une certaine profondeur. La zone superficielle marquée par cette turbulence est l'épilimnion. Elle est séparée de l'hypolimnion, la couche sous-jacente plus froide et peu mélangée par la thermocline qu'on identifie à la zone de gradient maximal de densité et de température ainsi que de faible diffusivité thermique. La figure 2.2 illustre les facteurs physiques jouant un rôle dans la stratification thermique d'un lac en saison estivale.

Lorsqu'à la fin de l'été, l'eau de surface se refroidit par convection, évaporation et radiation, elle devient plus dense que l'eau de couches plus profondes où elle est donc rapidement entraînée et mélangée. Associé aux vents d'automne, ce phénomène repousse la thermocline plus profondément. Le profil de température estival est éventuellement détruit et l'isothermie automnale finalement atteinte. Le lac est à nouveau mélangé sur toute sa profondeur ("turnover").

Le refroidissement du lac se poursuivant de façon à peu près isothermique, l'eau atteindra 4°C. Sous cette température, tout refroidisse-

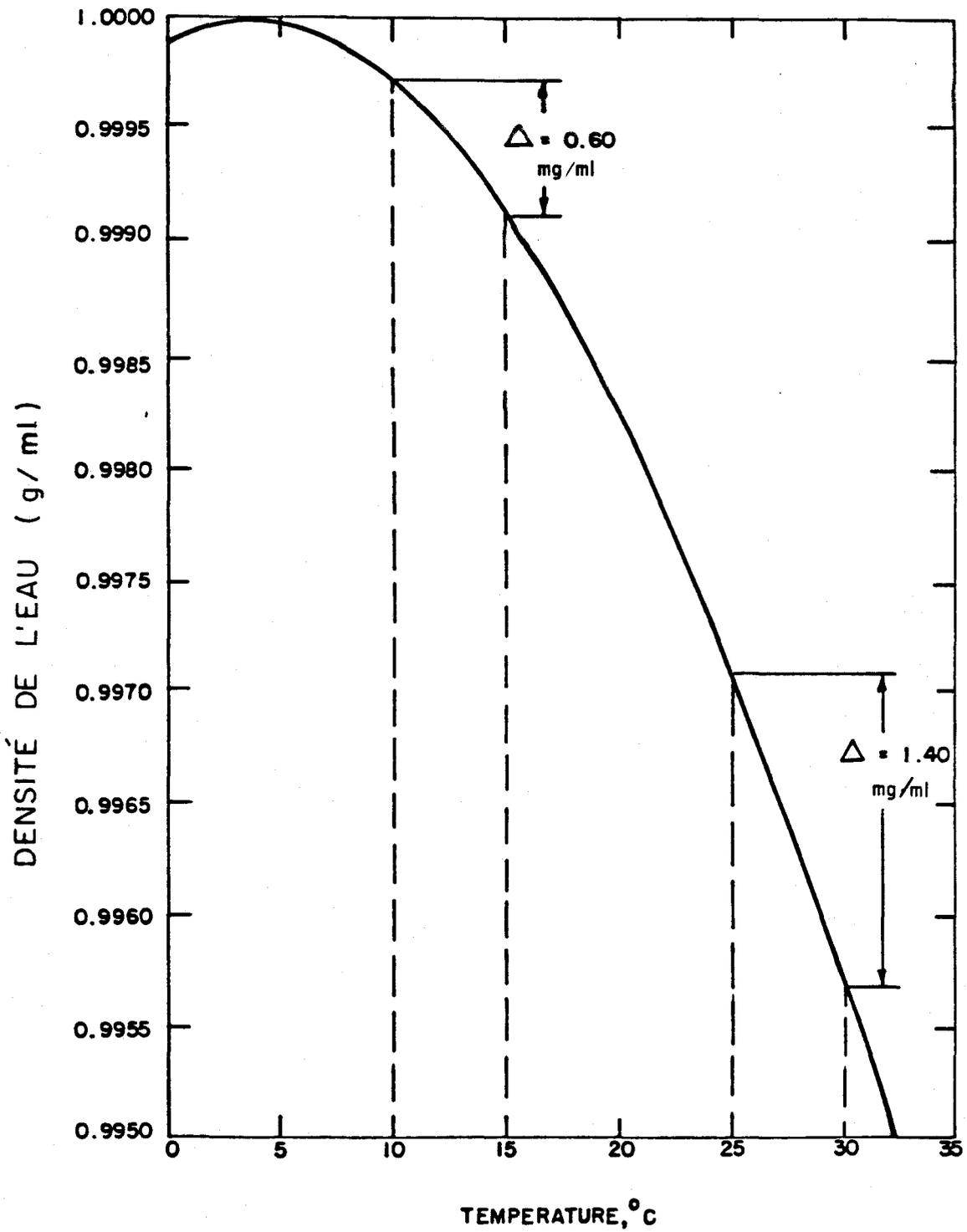


FIGURE 2.1 Relation densité-température de l'eau (Burdick et Parker, 1971).

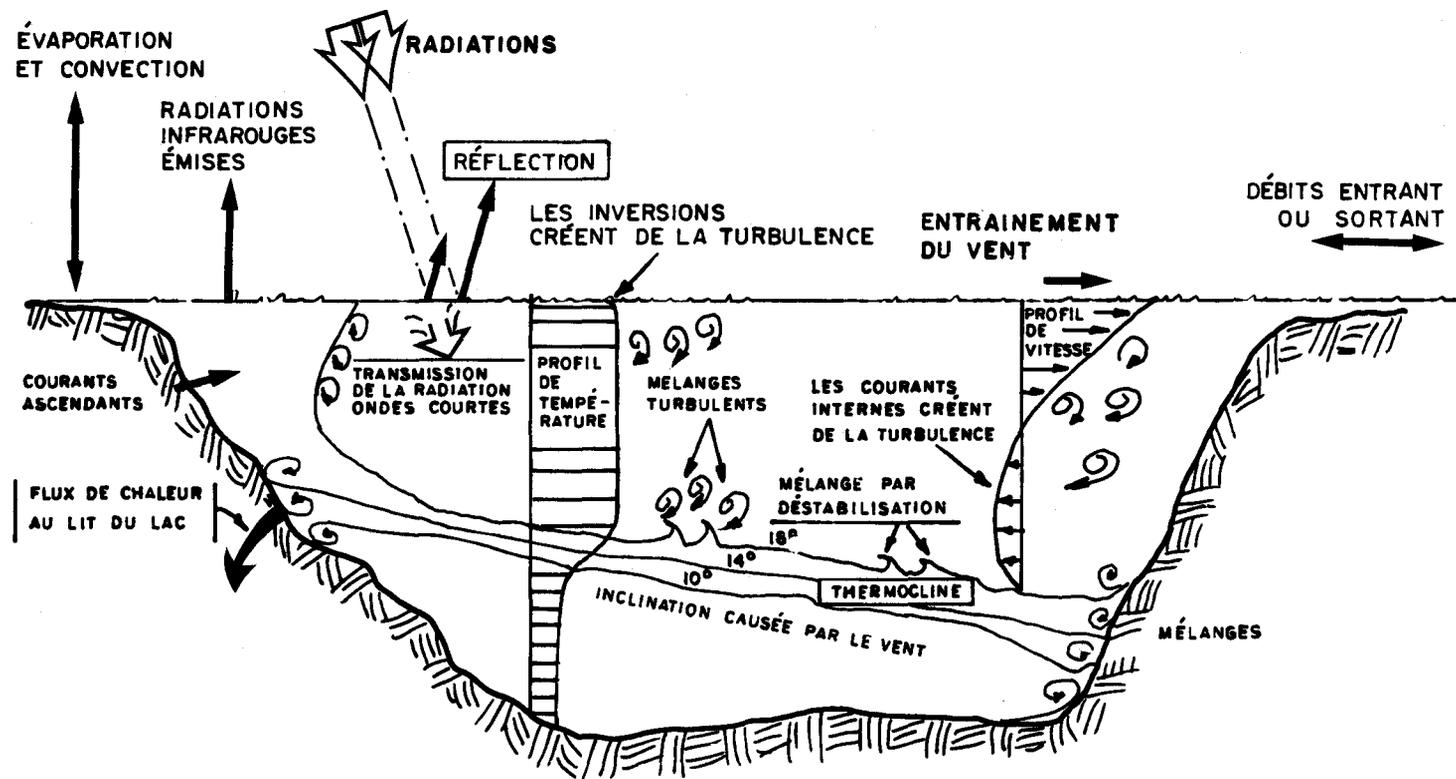


FIGURE 2.2 Phénomènes associés à la stratification thermique d'un lac en période estivale (Svensson, 1978).

ment additionnel tendra à créer une stratification hivernale inversée par rapport à celle de l'été puisque l'eau refroidie en surface à moins de 4°C sera moins dense que l'eau encore à 4°C en profondeur. Le profil thermique inversé sera stabilisé par la formation du couvert de glace. Notons que ce profil sera plus ou moins étalé verticalement selon la date de la prise de la glace.

À la fin de l'hiver, après le calage de la glace, l'eau de la surface est à nouveau réchauffée, entraînée en profondeur par sa plus grande densité et mélangée jusqu'à ce que l'isothermie du printemps soit rétablie (Burdick et Parker, 1971; Leclerc, 1982). La figure 2.3 illustre des profils de température typiques de lacs ou réservoirs dimictiques.

2.2 MODÈLE GÉNÉRAL

Dans tous les lacs ou réservoirs, la température varie évidemment dans le temps et dans l'espace à trois dimensions. Il est toutefois reconnu que la dimension verticale suffit dans la plupart des cas, sous certaines conditions, à décrire adéquatement la distribution de la température. Ceci tient surtout au fait que la diffusion thermique dans le sens horizontal est de plusieurs ordres de grandeur plus importante que la diffusion thermique verticale, d'où homogénéisation horizontale plus rapide. Également, la gravité, si elle était la seule force agissante, créerait des isothermes strictement horizontaux. On sait que le vent peut faire pencher et osciller la thermocline, mais ce genre d'événement peut habituellement être oublié dans la description d'un cycle annuel.

L'équation générale unidimensionnelle décrivant l'évolution de la température dans le temps et selon la profondeur est (Dake et Harleman, 1966; Burdick et Parker, 1971; Thendrup, 1978; Baldasano et al., 1981):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left(A D \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\alpha}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{H}{\rho c} \quad (2.1)$$

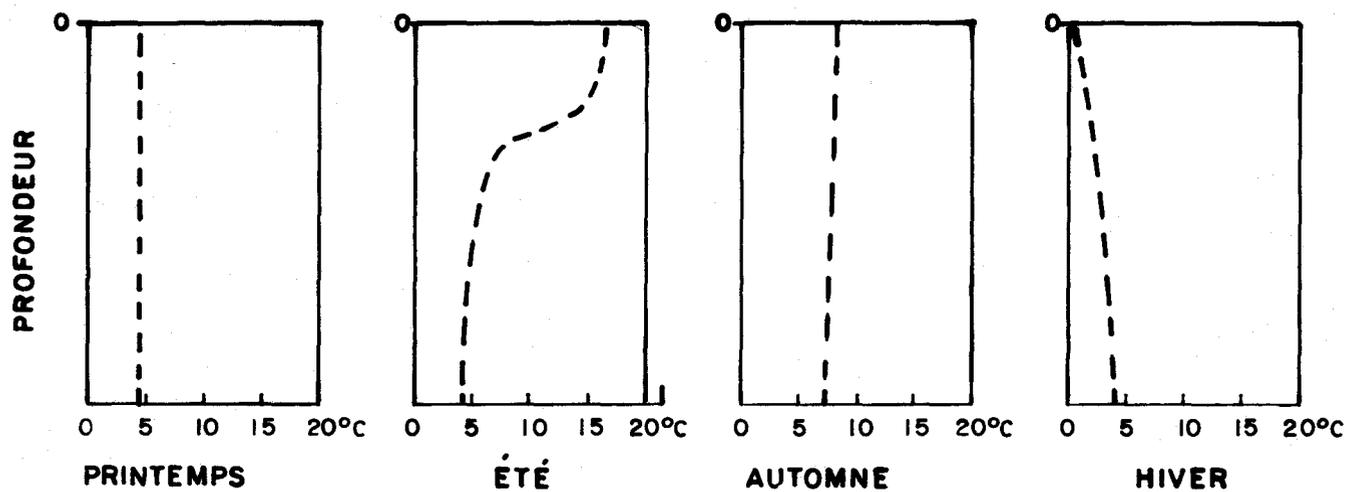


FIGURE 2.3 Profils de température typiques de lacs dimictiques (Orlob, 1965; Leclerc, 1982).

où T : température
t : temps
V : vitesse moyenne verticale
z : profondeur
A : surface horizontale
D : coefficient de diffusivité turbulente
 α : coefficient de diffusivité moléculaire
H : flux de chaleur externe
 ρ, c : densité et capacité calorifique de l'eau supposées constantes

L'interprétation de l'équation 2.1 varie selon qu'on néglige certains termes comme ceux de convection ou de diffusivité moléculaire, par exemple, qu'on suppose le coefficient de diffusivité turbulente constant ou variable selon la profondeur ou que les calculs soient faits pour une surface constante ou variable. De même, le flux de chaleur externe sera limité aux seuls échanges avec l'atmosphère ou inclura les débits advectifs. Quelques modèles se distinguent du fait qu'ils distribuent certains apports de chaleur avec la profondeur, en particulier la radiation solaire, au lieu de ne les considérer qu'à l'interface eau-air. En fait, la plupart des modèles sont de l'un ou l'autre des types suivants ou de leur combinaison: 1- modèles où le mécanisme principal de transmission de la chaleur est la diffusivité turbulente; 2- modèles où la transmission de la chaleur se fait principalement par diffusivité moléculaire et absorption de la radiation solaire en profondeur.

Des modèles bi-dimensionnels et même tri-dimensionnels sont développés (par exemple, Heinrich et al., 1981), mais leurs objectifs dépassent ceux de la présente étude. Dans les pages qui suivent, nous reverrons quelques-uns des principaux modèles unidimensionnels proposés.

2.3 MODÈLES PROPOSÉS

2.3.1 Munk et Anderson (1948)

Leur analyse théorique du sujet est une des premières et ne porte essentiellement que sur la diffusion turbulente verticale. Les coefficients de diffusivité sont exprimés en fonction de la profondeur et les échanges thermiques calculés d'après une des lois de Fick, à savoir:

$$\phi = -D \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.2)$$

où ϕ : flux vertical de chaleur par unité de surface

D : coefficient de diffusivité turbulente

T : température

z : profondeur

Munk et Anderson (1948) ont supposé que D était fonction d'un terme de stabilité (St), du taux de cisaillement ($\partial U/\partial z$) et de la constante de gravité (g). Le terme de stabilité est directement proportionnel au gradient vertical de température (ou de densité) et U est la composante horizontale de la vitesse de l'eau à la profondeur z. Combinant l'analyse dimensionnelle et les données empiriques, ils ont dérivé l'équation suivante:

$$D = D_{\max} (1 + \sigma R_i)^{3/2} \quad (2.3)$$

où σ : constante empirique (valeur trouvée: 3.3)

Le terme R_i est le nombre de Richardson (sans dimension). Il peut être interprété ici comme le rapport d'un terme associé à la stabilité gravitationnelle d'une colonne d'eau sur un terme associé à l'énergie turbulente imposée à cette même colonne (Orlob, 1965). On a:

$$R_i = \frac{g \partial \rho / \partial z}{\rho (\partial U / \partial z)^2} \quad (2.4)$$

où R_i : nombre de Richardson
 g : accélération de la gravité
 ρ : densité
 U : vitesse horizontale de l'eau
 z : profondeur

En posant quelques conditions initiales, il est possible, à l'aide des équations précédentes, de dériver le profil vertical de température. Munk et Anderson (1948) concluent que de meilleurs résultats auraient été obtenus en supposant une décroissance exponentielle du flux de chaleur avec la profondeur.

2.3.2 Ertel (1954)

Son travail est fréquemment cité dans la littérature scientifique mais n'a trouvé que peu d'applications pratiques. Supposant un coefficient de diffusivité constant, l'équation de base qu'il utilise a la forme suivante:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{H}{\rho c} \quad (2.5)$$

où T : température
 t : temps
 D : coefficient de diffusivité thermique
 z : profondeur
 H : flux de chaleur externe
 ρ, c : densité et capacité calorifique de l'eau supposées constantes

Toutefois, il redéfinit les sources externes de chaleur sous une forme diffusionnelle, soit:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \gamma \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left(\frac{H}{\rho c} \right) = 0 \quad (2.6)$$

où γ est une constante

Il dérive une solution qui, selon Hutchinson (1957), permet de prédire raisonnablement le changement de position de la thermocline pendant des périodes où les conditions météorologiques sont assez uniformes. Orlob (1965) rejette toutefois son hypothèse de diffusivité constante objectant qu'elle ne permet pas de représenter adéquatement les transferts d'énergie au niveau de la thermocline. Dake et Harleman (1966), pour leur part, réfutent la définition diffusionnelle des sources de chaleur.

2.3.3 Kraus et Rooth (1961)

Ces deux auteurs ont étudié la stratification thermique des océans à l'état d'équilibre. Leur approche ne peut donc pas être appliquée de façon générale. Notons toutefois leurs principales hypothèses: une décroissance exponentielle de la radiation absorbée par l'eau avec la profondeur sans fraction retenue en surface contrairement aux hypothèses de Dake et Harleman (1966); un coefficient de diffusivité constant; une vitesse convective verticale constante en dessous de la couche superficielle mélangée telle qu'ils la définissent, jusqu'à une profondeur arbitraire beaucoup plus grande que celle où pénètre la lumière visible; la diffusion moléculaire n'est pas considérée.

2.3.4 Orlob (1965)

Étudiant les profils de température de réservoirs monomictiques chauds, Orlob (1965) identifie quatre "domaines" de transfert d'énergie, chacun de ceux-ci nécessitant une modélisation particulière. Le domaine A est le réservoir sur toute sa profondeur quand il n'y a pas de stratification. Le coefficient de diffusivité thermique est alors défini comme une fonction de la profondeur en supposant un mélange continu dans l'axe

vertical. Le domaine B est l'épilimnion en période de bilan de chaleur positif pour le réservoir. Le coefficient de diffusivité est aussi une fonction de la profondeur mais avec un gradient plus accentué. Pendant cette période, la thermocline contrôle les échanges avec l'hypolimnion. Le domaine C est l'épilimnion en période de bilan thermique négatif. Les mélanges convectifs dus aux courants de densité tendent à uniformiser rapidement cette région. La thermocline subit plus directement l'influence de turbulences météorologiques et s'enfonce graduellement. Enfin, le domaine D est l'hypolimnion. La diffusion thermique y est aussi supposée variable en fonction de la profondeur mais en pratique Orlob (1965) a utilisé un coefficient de diffusivité constant de valeur un peu supérieure à celle trouvée au niveau de la thermocline. La figure 2.4 schématise l'analyse proposée.

Dans la version originale du modèle unidimensionnel proposé par Orlob (1965), les débits advectifs ne sont pas considérés. Le mécanisme interne d'échange thermique est la diffusion turbulente qu'il relie, comme nous verrons, aux vitesses de cisaillement induites par le vent dans la masse d'eau. La diffusion moléculaire, relativement faible, est pour sa part négligée.

Le réservoir étudié est divisé en couches horizontales de 1 m d'épaisseur traitées individuellement à intervalles d'une journée. Les apports d'énergie se font au niveau de la surface par échanges avec l'atmosphère, selon les relations connues du bilan de chaleur. L'énergie solaire absorbée par l'eau a cependant été arbitrairement répartie de la façon suivante: 75% pour la première couche de 1 m en surface, 20% pour la deuxième couche, 5% pour la troisième.

Les changements de température attribuables à la diffusion sont simulés à l'aide de la première loi de Fick discrétisée:

$$\Delta T_n = \frac{D_n (T_{n-1} - T_n) - D_{n+1} (T_n - T_{n+1})}{\Delta z} \Delta t \quad (2.7)$$

où ΔT_n : changement total de température de l'élément n
 D_n, D_{n+1} : coefficients de diffusion de Eddy pour les éléments n et n + 1

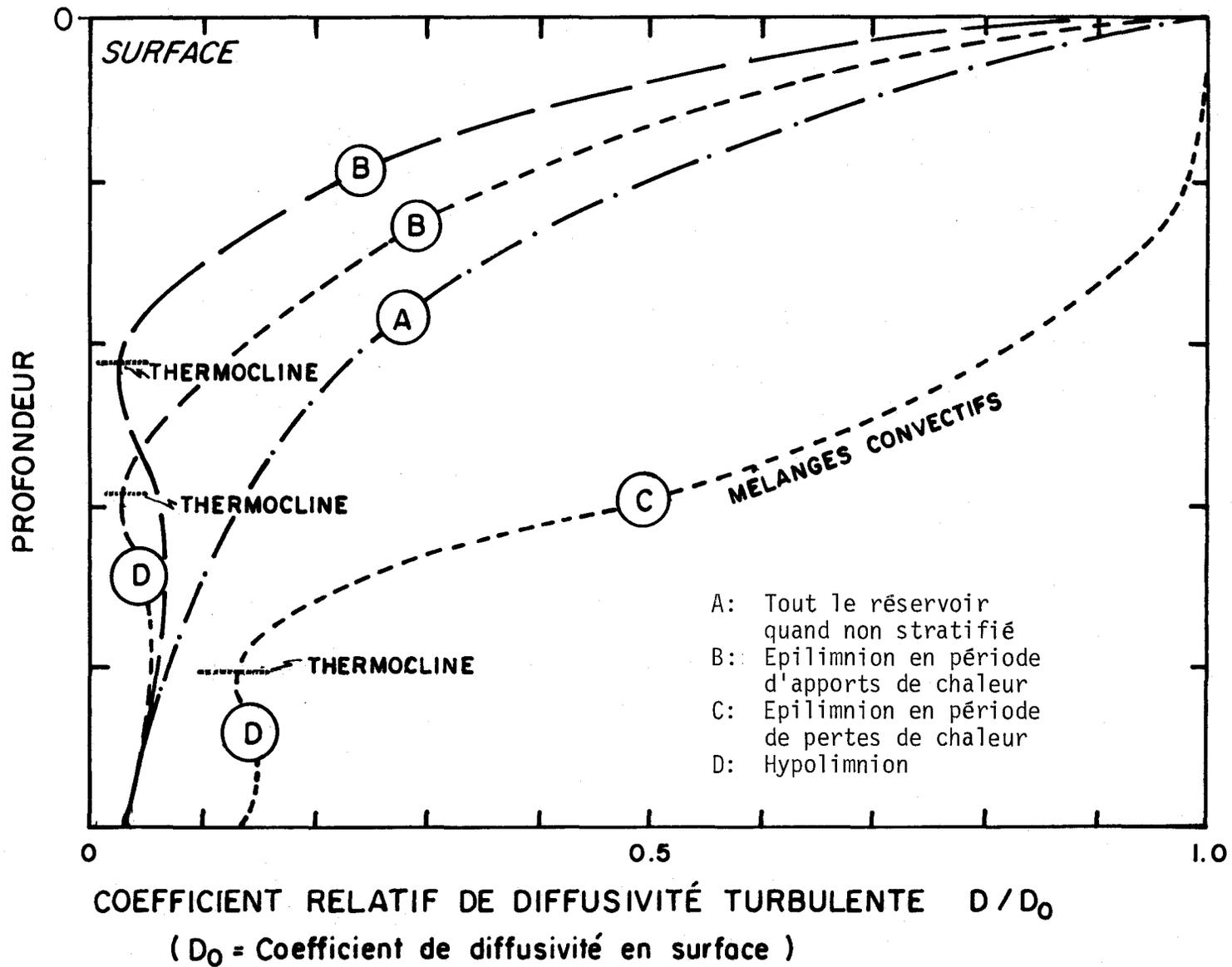


FIGURE 2.4 Domaines de transfert d'énergie d'un réservoir stratifié à différentes époques de l'année (Orlob, 1965).

T_{n-1} , T_n , T_{n+1} : température moyenne des éléments n-1, n et n+1
 Δz : épaisseur d'une couche horizontale
 Δt : intervalle de temps considéré

Les coefficients de diffusion turbulente dans l'épilimnion sont reliés au nombre de Richardson selon l'équation 3 proposée par Munk et Anderson (1948). En pratique, une limite inférieure de 2.3 cm²/sec et une limite supérieure de 11.5 cm²/sec à la surface sont imposées.

Dans la définition du nombre de Richardson (équation 2.4), Orlob (1965) précise qu'il suppose une décroissance exponentielle avec la profondeur des vitesses horizontales induites par le vent avec une valeur-limite constante de 20 cm/sec à la surface.

Dans la région de l'hypolimnion, la diffusivité est supposée constante avec une valeur moindre qu'en surface. La stratification dépend de la présence de la thermocline qu'on admettra formée quand le nombre de Richardson égale 1.0, à titre exploratoire. La profondeur de la thermocline est déterminée par la condition $d^2\theta/dz^2 = 0$ au point d'inflexion sur le profil stratifié de température.

En période de bilan thermique négatif pour le réservoir, les coefficients de diffusivité ne sont pas calculés dans l'épilimnion mais les couches où existe une inversion de température (et de densité) sont uniformisées thermiquement.

Le genre de résultats obtenus avec ce modèle est illustré à la figure 2.5. Orlob (1965) conclut que si la correspondance avec les données mesurées n'est pas toujours très satisfaisante, le modèle simule bien le comportement général d'un réservoir. Il note, en outre, que les coefficients de diffusivité à quelques mètres de la surface ont été sous-évalués d'où amélioration possible en utilisant une courbe de décroissance exponentielle de ces coefficients plutôt que la relation proposée par Munk et Anderson (1948).

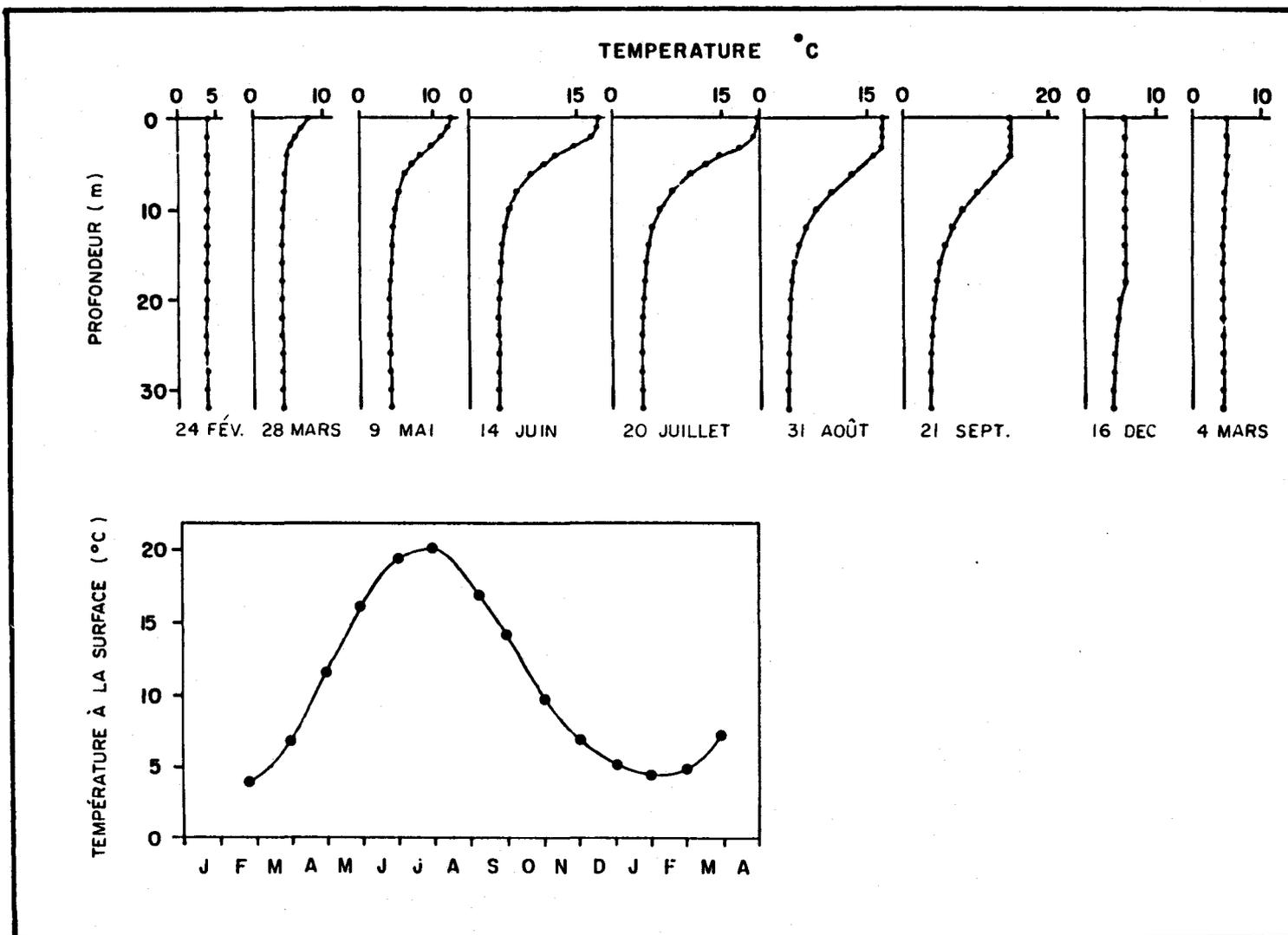


FIGURE 2.5 Changements saisonniers de la température de l'eau calculés à l'aide du modèle de Orlob (1965).

2.3.5 Approche de Harleman: Dake et Harleman (1966), Huber et Harleman (1968), Markofsky et Harleman (1971), Ryan et Harleman (1971)

Par opposition à plusieurs de leurs prédécesseurs qui ont tenté de définir ou d'évaluer correctement des coefficients de diffusivité turbulente, Dake et Harleman (1966) affirment que l'absorption de la radiation et la diffusivité moléculaire sont les principaux mécanismes de transfert d'énergie vers les couches inférieures d'un réservoir. Les termes associés à la vitesse de convection et à la turbulence dans l'équation 2.1 ne sont supposés importants que sur une profondeur limitée près de la surface. En omettant ces derniers termes, qui seront considérés au besoin, et en supposant que la transmission de la radiation décroît exponentiellement avec la profondeur, l'équation de base du modèle pour une surface constante est:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \eta (1-\beta) \frac{\Phi_0}{\rho c} e^{-\eta z} + \frac{Q}{\rho c} \quad (2.8)$$

- où T : température
t : temps
z : profondeur
 α : diffusivité moléculaire (0.00144 cm²/sec à 20°C)
 η : coefficient d'extinction (figure 2.6)
 β : fraction de la radiation totale absorbée qui est retenue à la surface (40-50%)
 ρ, c : densité et chaleur spécifique de l'eau supposées constantes
 Φ_0 : radiation totale incidente absorbée par l'eau
Q : autres apports d'énergie (par advection, par exemple)

Notons la distinction implicite entre l'énergie absorbée et retenue à la surface et celle transmise à l'intérieur du réservoir. Cela correspond à dire que seule la fraction (1- β) de la radiation incidente totale absorbée à la surface est transmise exponentiellement avec la profondeur (figure 2.6).

Dans le modèle proposé, les conditions à la surface du réservoir s'écrivent:

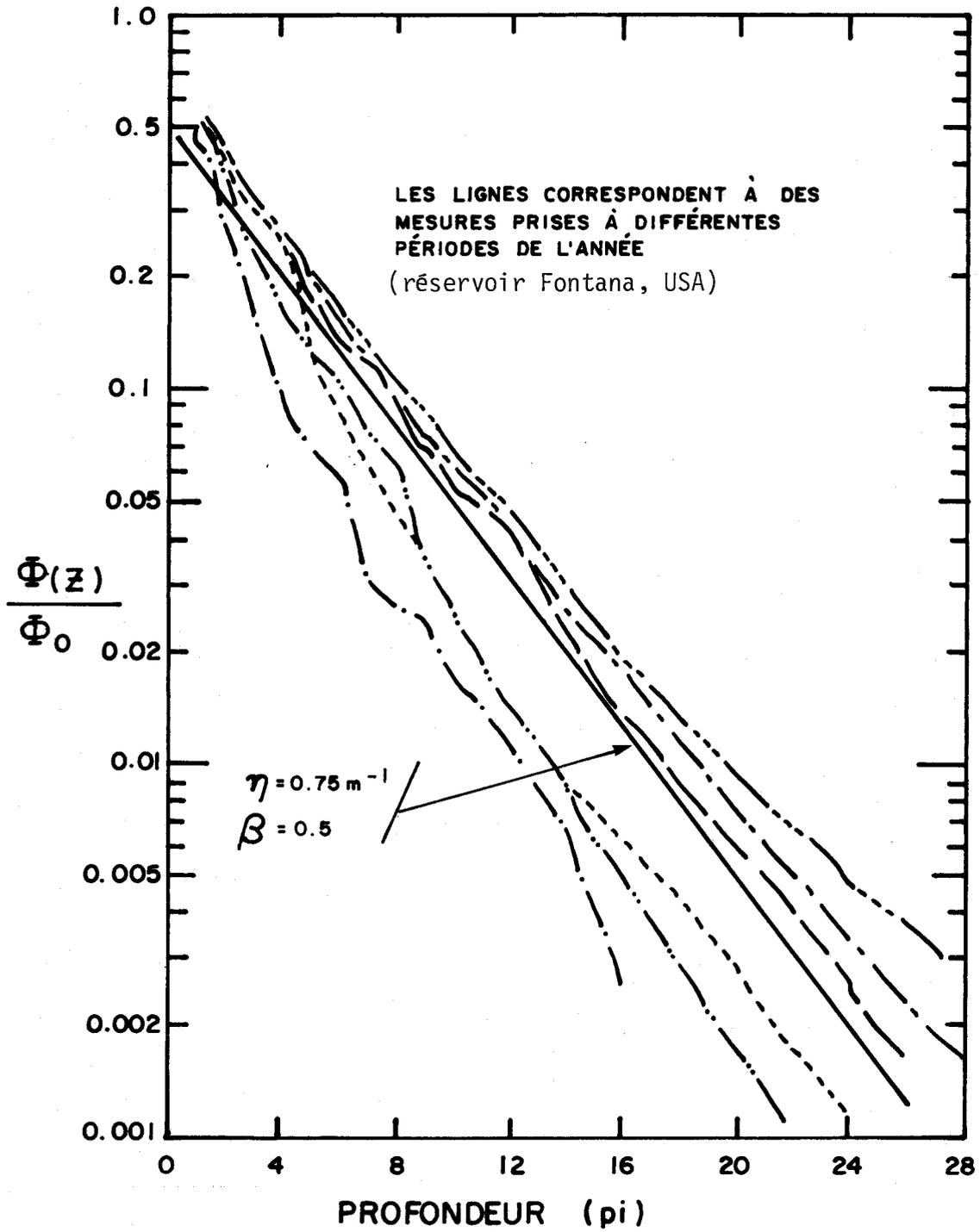


FIGURE 2.6 Rapport de la radiation absorbée à la profondeur z ($\Phi(z)$) à la radiation incidente en surface (Φ_0), en fonction de la profondeur (Markofsky et Harleman, 1971).

$$\alpha \rho c \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \beta \Phi_0 - \Phi_L \quad (2.9)$$

et

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{z=0} = \alpha \left. \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right|_{z=0} \quad (2.10)$$

où α : coefficient de diffusivité moléculaire

ρ, c : densité et capacité calorifique de l'eau

T : température

z : profondeur

β : fraction de la radiation totale absorbée qui est retenue en surface

Φ_0 : radiation totale incidente absorbée par l'eau

Φ_L : taux d'énergie perdue à la surface du réservoir par radiation infrarouge, convection et évaporation

Dake et Harleman (1966) définissent des conditions limites similaires pour le fond du réservoir. Celles-ci sont exprimées différemment selon les hypothèses d'absorption ou de réflexion de la chaleur incidente à ce niveau.

Les effets de la turbulence et des mélanges convectifs sont considérés en homogénéisant des couches instables sur le profil de température. Ceci, théoriquement, ne devrait se produire qu'en surface sur une profondeur limitée où un refroidissement des couches superficielles à cause des pertes d'énergie par radiation infrarouge par exemple se traduit par des inversions du profil thermique. L'homogénéisation est régie par l'équation suivante:

$$\int_0^{h_m} [T(z, t) - T_m] \partial z = 0 \quad (2.11)$$

où h_m : épaisseur de la couche superficielle mélangée

$T(z, t)$: température exprimée en fonction du temps et de la profondeur

T_m : température homogénéisée sur la profondeur h_m

z : profondeur

t : temps

Dake et Harleman (1966) introduisent ainsi le concept de profondeur mélangée h_m qu'ils jugent beaucoup plus utile que celui de la profondeur de la thermocline.

Les principes énoncés ci-haut ont été appliqués à des simulations en laboratoire et sur le terrain (réservoir Fontana sur une période de neuf mois en 1969) (Dake et Harleman, 1966; Huber et Harleman, 1968; Markofsky et Harleman, 1971; Ryan et Harleman, 1971).

La solution envisagée implique les procédures et hypothèses suivantes: le réservoir modélisé est divisé en couches horizontales d'épaisseur uniforme et constante et de surfaces connues. On laisse cependant fluctuer la couche superficielle en fonction des variations de niveau du réservoir. L'hypothèse d'isothermie horizontale prévaut, ce qui au dire des auteurs devrait être valable dans la plupart des cas et pour la majeure partie de l'année, sujet à un critère d'exposition aux vents.

Les caractéristiques des eaux tributaires du réservoir (débit, température) sont supposées connues. Pour un tributaire en particulier, un certain rapport de mélange est utilisé (entre 50 et 200%), relié théoriquement à l'effet d'entraînement du débit entrant sur une partie de l'eau du réservoir. Il est supposé que l'eau entrant dans le réservoir et ayant subi un certain mélange cherchera le niveau de même densité et une distribution gaussienne du débit entrant est imposée autour de ce niveau (z_{in}). Nous avons:

$$U(z) = U_{max} \exp [-(z - z_{in})^2 / 2\sigma^2] \quad (2.12)$$

où $U(z)$: vitesse advective horizontale à l'élévation z due au débit entrant
 U_{max} : vitesse advective maximale (à l'élévation z_{in})
 z : élévation

- z_{in} : niveau de densité égale ou la plus proche de celle du tributaire ayant subi un certain mélange
- σ : déviation standard et paramètre d'ajustement de la distribution

Ce même type de distribution s'appliquera à un débit sortant du réservoir et sera supposée centrée autour du niveau de la sortie (Elder et Wunderlich, 1968; 1969). Toutefois, dans ce cas, la dispersion de la distribution sera ajustée en accord avec des équations inspirées de Kao (1965) donnant, en fonction de la distance, l'épaisseur de la couche d'eau entraînée vers la sortie qui dépend, entre autres, du débit et du gradient de densité normalisé.

Pour chaque couche du réservoir sont donc calculées une vitesse advective horizontale d'entrée et une vitesse horizontale de sortie. La loi de la conservation de la masse impose la définition des vitesses advectives verticales ce qui complète la modélisation des courants internes dans le réservoir. Les échanges thermiques pour une couche donnée seront composés des termes suivants: absorption directe d'énergie solaire (décroissant exponentiellement avec la profondeur), diffusion moléculaire et échanges associés aux débits entrant ou sortant dans le sens vertical ou horizontal. De plus, pour la couche de surface, les termes additionnels connus d'échanges avec l'atmosphère (fraction retenue de la radiation solaire, radiation infrarouge, évaporation, convection) sont ajoutés. En pratique, le lit du réservoir est supposé isolé thermiquement.

Ryan et Harleman (1971) précisent des critères d'applicabilité de leur modèle: 1- selon l'exposition du lac aux vents ("wind mixing criterion"); 2- selon le rapport du débit entrant au volume du réservoir ("flow through criterion"). Ils ajoutent aussi des conditions sur le choix du pas de temps de calcul et de l'épaisseur arbitraire des couches du réservoir pour conserver la stabilité numérique. Également, ils offrent l'option de traiter ou non le temps de réponse du profil thermique aux apports advectifs externes. Cependant, ce dernier traitement supplémentaire n'influence que très peu les résultats. Des exemples de leurs résultats sont donnés aux figures 2.7 à 2.11 inclusivement.

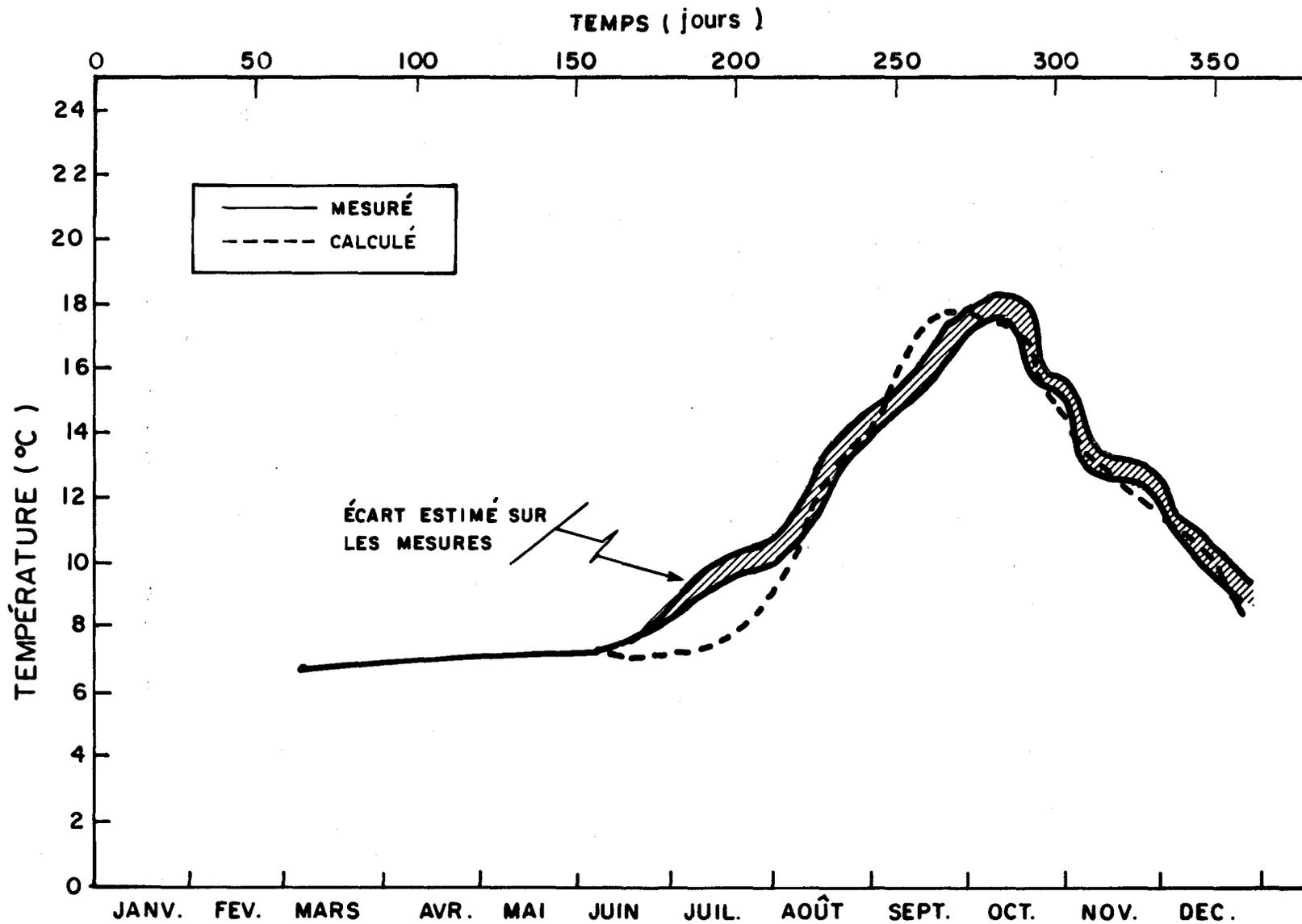


FIGURE 2.7 Températures calculées vs mesurées à la sortie du réservoir Fontana (1966) (Ryan et Harleman, 1971).

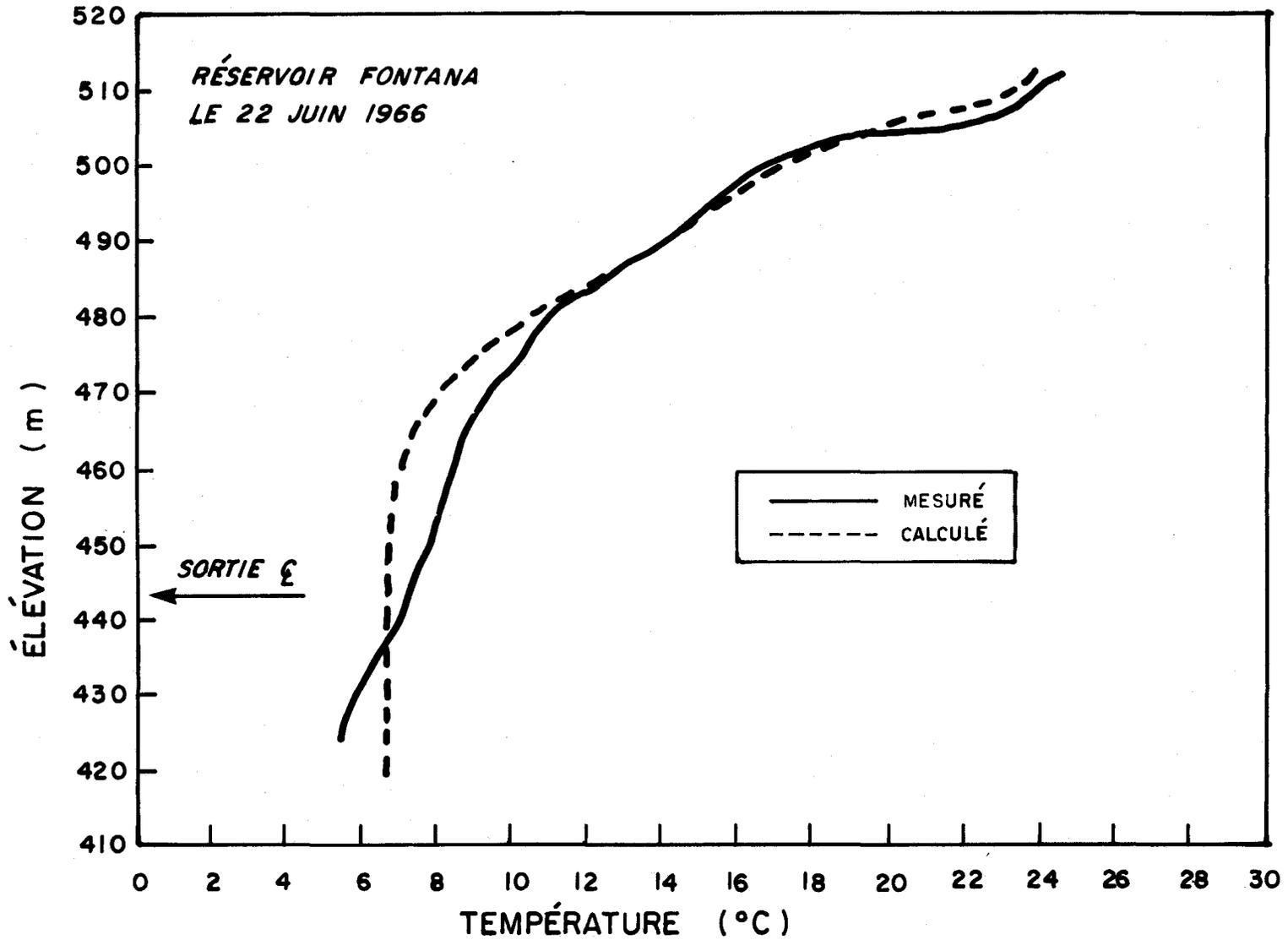


FIGURE 2.8 Profil de température calculé vs mesuré le 22 juin 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971).

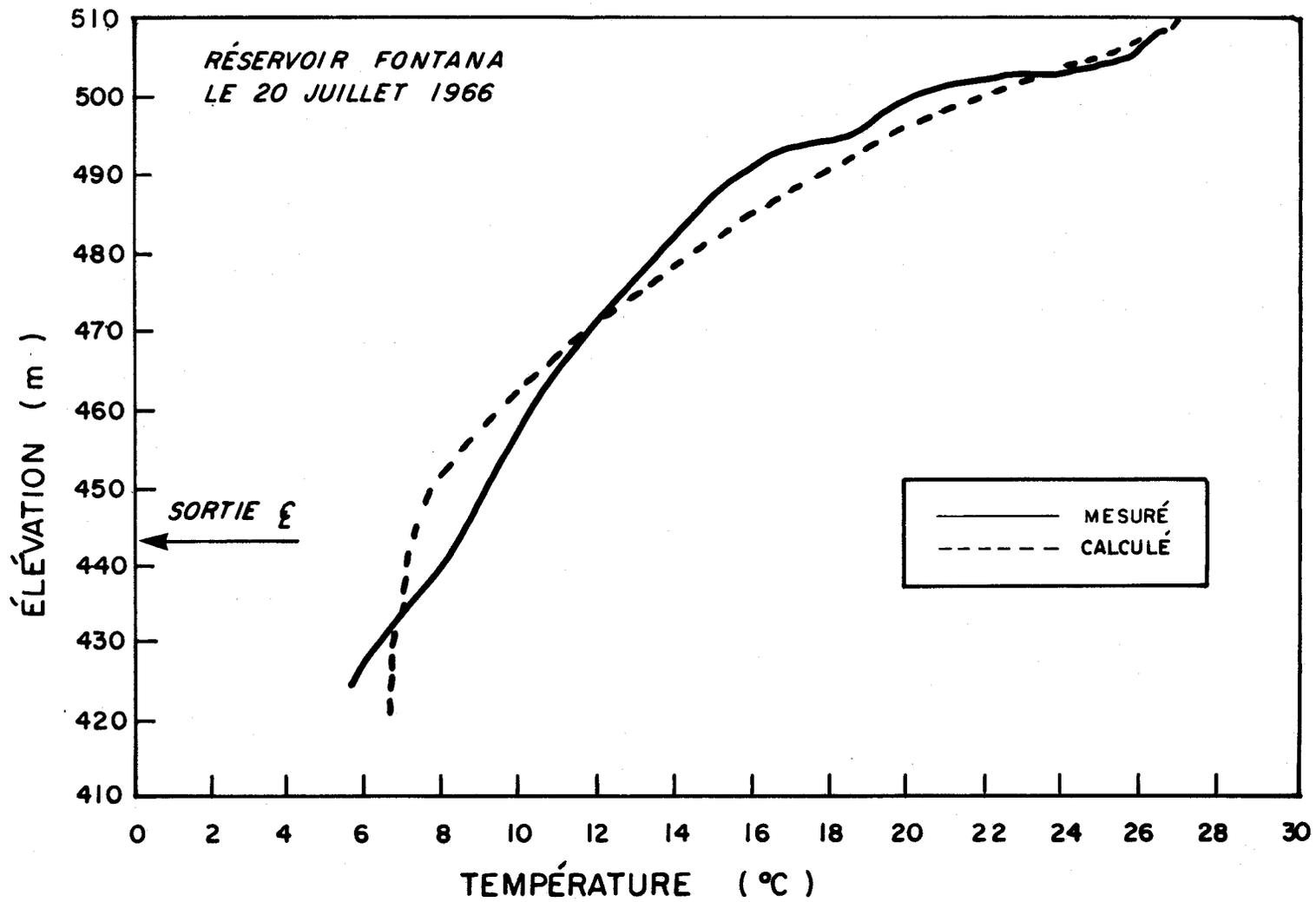


FIGURE 2.9 Profil de température calculé vs mesuré le 20 juillet 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971).

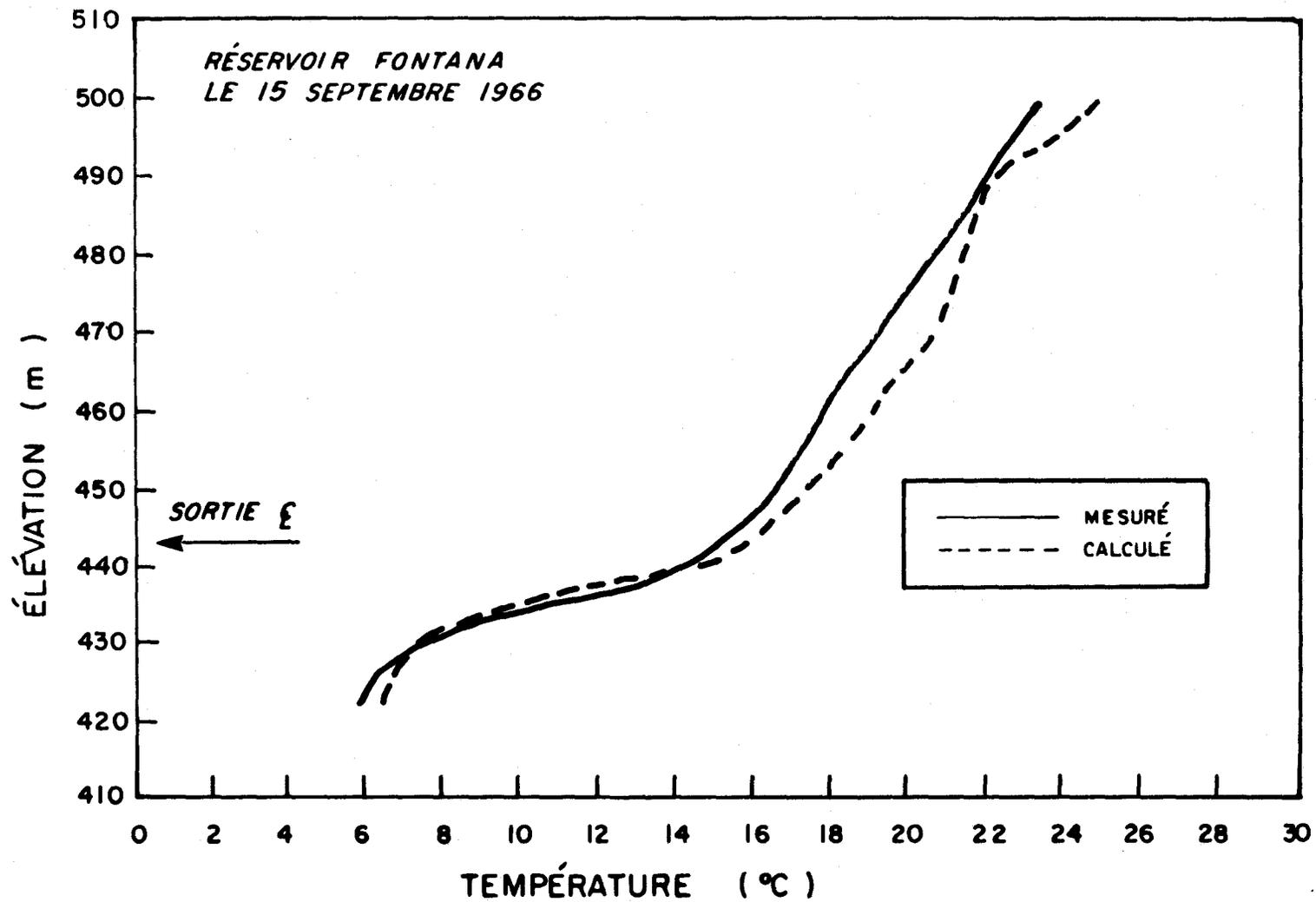


FIGURE 2.10 Profil de température calculé vs mesuré le 15 septembre 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971).

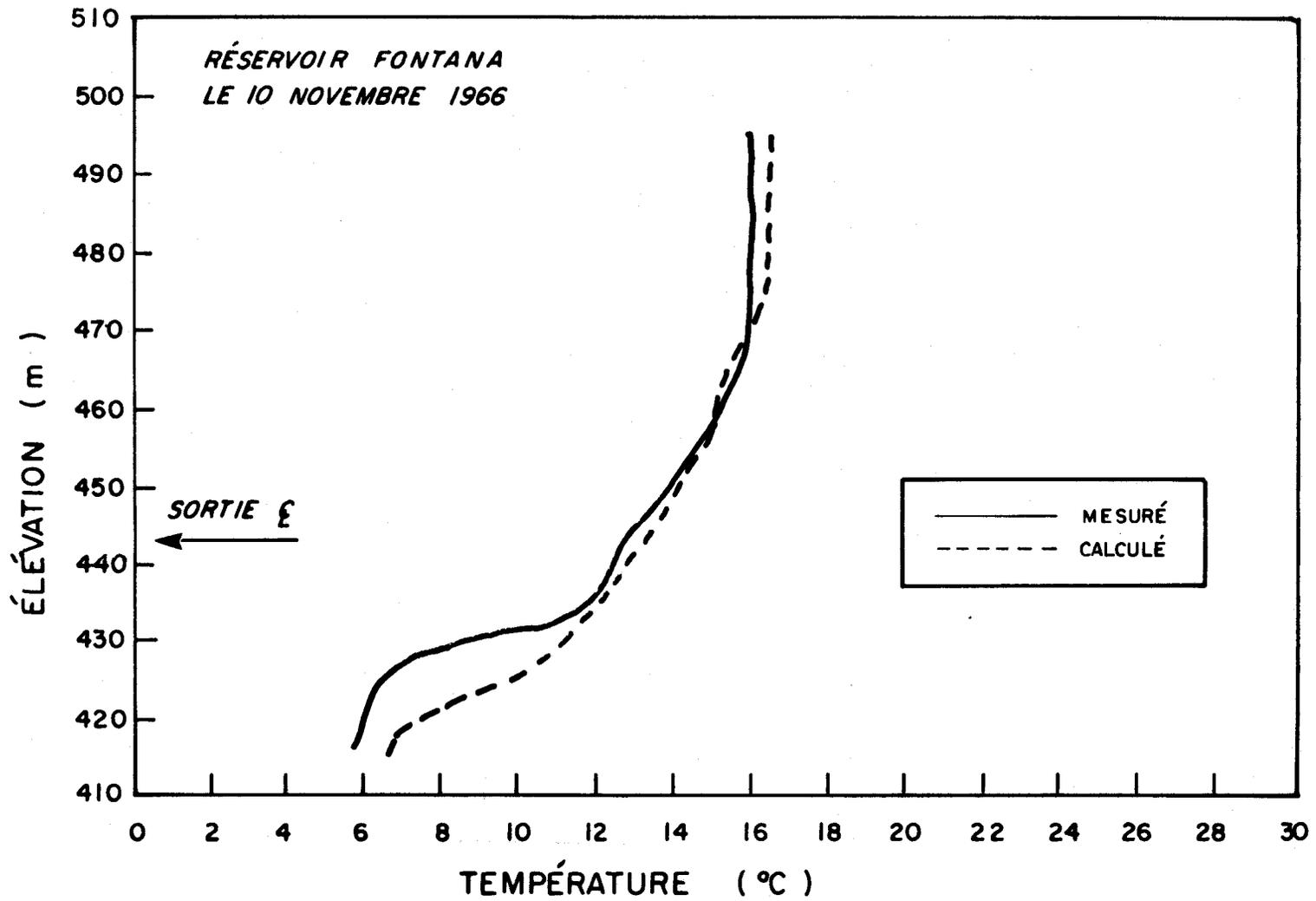


FIGURE 2.11 Profil de température calculé vs mesuré le 10 novembre 1966 au réservoir Fontana (Ryan et Harleman, 1971).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.13)$$

où T : température
t : temps
z : profondeur
D : coefficient de diffusivité thermique

À la surface du réservoir, les échanges d'énergie sont exprimés d'après la notion de température d'équilibre de Edinger et Geyer (1965) et Edinger et al. (1968). Nous avons:

$$\Delta H = -K (T_s - E) \quad (2.14)$$

où ΔH : taux net d'échange de chaleur par unité de surface et de temps
 T_s : température de l'eau à la surface
K : coefficient d'échange thermique fonction des paramètres météorologiques connus (échanges radiatifs, évaporation, convection dans l'air) (figure 2.12)
E : température d'équilibre fonction également des mêmes paramètres météorologiques et exprimée comme une sinusoïdale:
 $E = E_1 - E_2 \cos (2\pi/365 \times t(\text{jours}))$
(avec E_1 et E_2 comme coefficients d'ajustement) (figure 2.12)

En posant le taux de changement de chaleur emmagasinée dans une colonne d'eau égal aux apports d'énergie en surface, il est montré que la solution des équations proposées est:

$$T(z, t) = T_1 - T_2^{-\alpha z} \cos ((2\pi / 365) t - \alpha z - \phi) \quad (2.15)$$

où T_1 , T_2 , ϕ (phase) sont exprimés selon les valeurs connues E_1 , E_2 et un D estimatif
 α : $\sqrt{\pi/(365 \times D)}$
 $T(z, t)$: température en fonction de la profondeur z et du temps t (forme exponentielle)

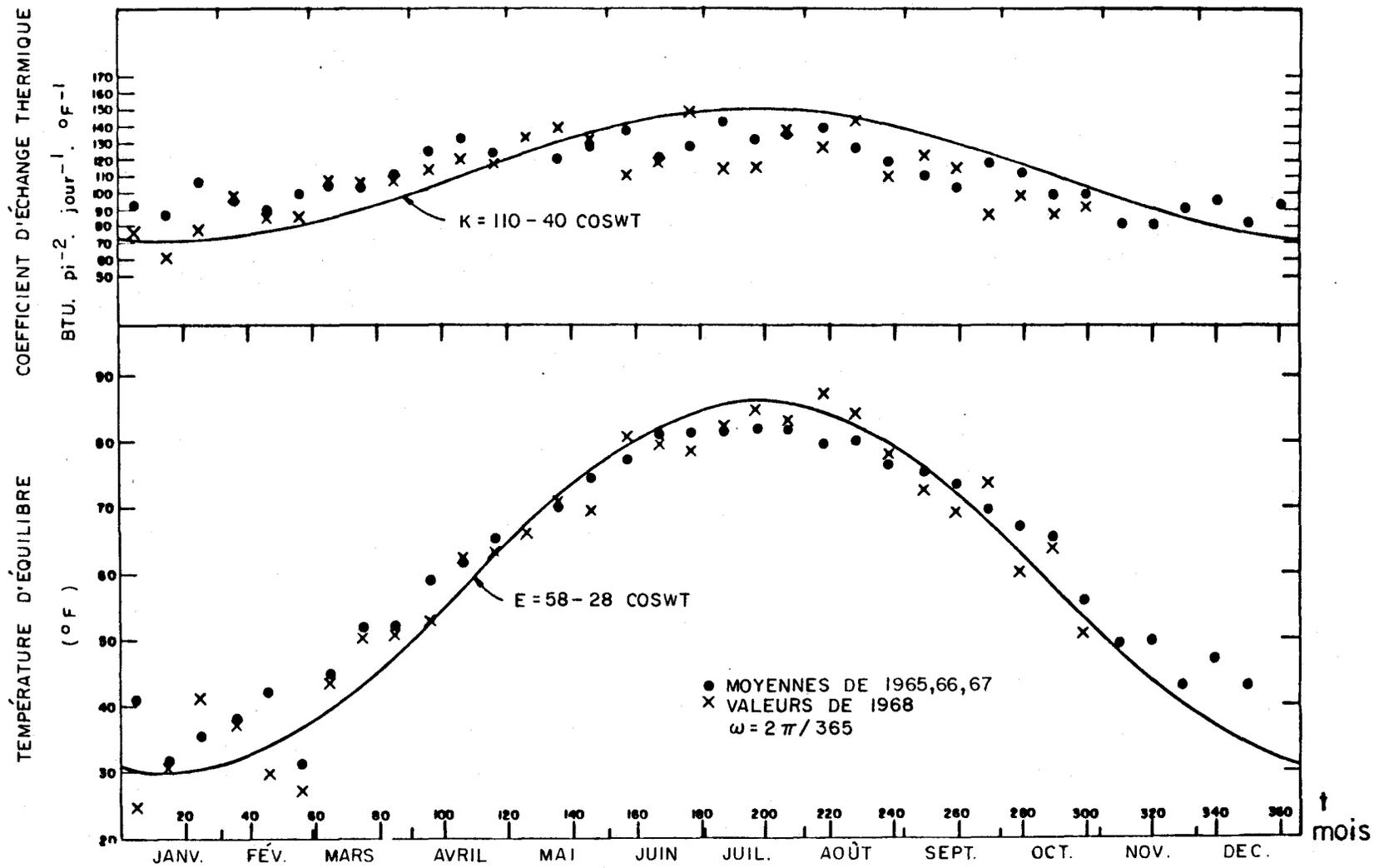


FIGURE 2.12 Température d'équilibre E et coefficient d'échange thermique K en fonction du temps au réservoir J. Percy Priest, USA (Burdick et Parker, 1971).

Les essais ont été effectués pour les pas de calculs suivants: $\Delta z = 5$ pieds, $\Delta t = 1$ mois. Lorsque des inversions thermiques étaient calculées près de la surface, la plus petite température dans la zone d'inversion était arbitrairement imposée à toute cette région.

Dans leur premier modèle (TIDEP), la variation de la surface avec la profondeur de même que les débits advectifs entrant ou sortant ne sont pas considérés. Le facteur K dans l'équation 2.14 est supposé constant et égal à la moyenne annuelle. Une valeur de $D = 10 \text{ pi}^2/\text{jour}$ s'avère la meilleure. Les résultats, aux dires des auteurs, sont peu satisfaisants (figure 2.13).

Dans TIDEP I, le facteur K varie sinusoïdalement, ce qui apporte une légère amélioration dans les résultats. Dans TIDEP II, la surface des éléments horizontaux du réservoir varie avec la profondeur (décroissance exponentielle), ce qui augmente encore un peu la précision du modèle. Enfin, dans TIDEP III, les débits entrant et sortant sont considérés (moyennes mensuelles) comme des entrées ou sorties d'énergie sans égard cependant aux courants convectifs qu'ils peuvent créer dans le réservoir. L'entrée est supposée être à la température du réservoir en surface alors que la sortie est à la température calculée à l'élévation correspondante. Ceci permet en fait d'incorporer au modèle les variations d'élévation du niveau du réservoir et les variations de surface qui en dépendent. Ce dernier raffinement est le plus significatif. Les résultats finaux obtenus sont représentés à la figure 2.14 et une comparaison des quatre modèles décrits est faite au tableau 2.1.

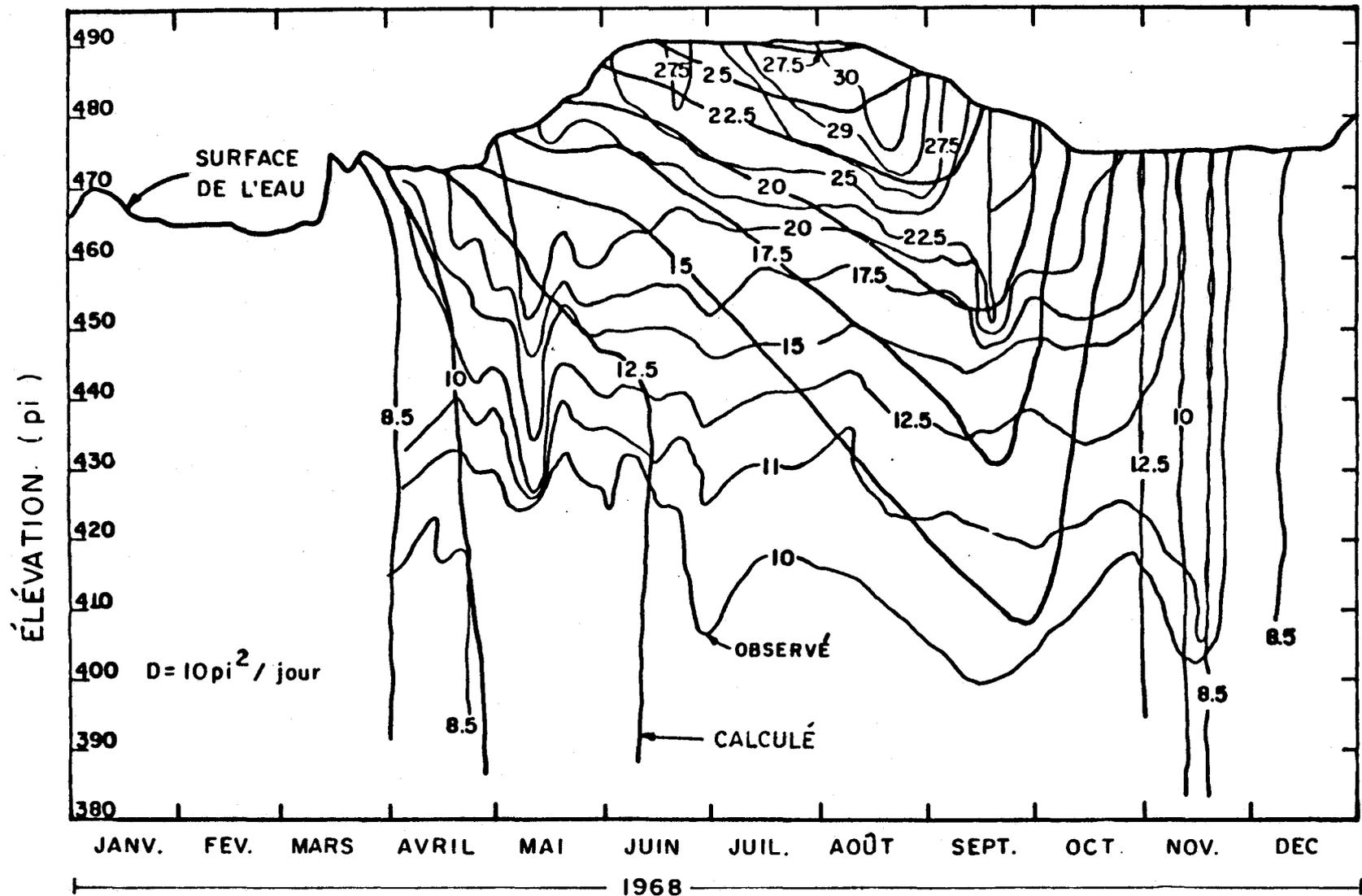


FIGURE 2.13 Comparaison entre températures observées et calculées ($^{\circ}\text{C}$) par le modèle TIDEP au réservoir J.P. Priest (Burdick et Parker, 1971).

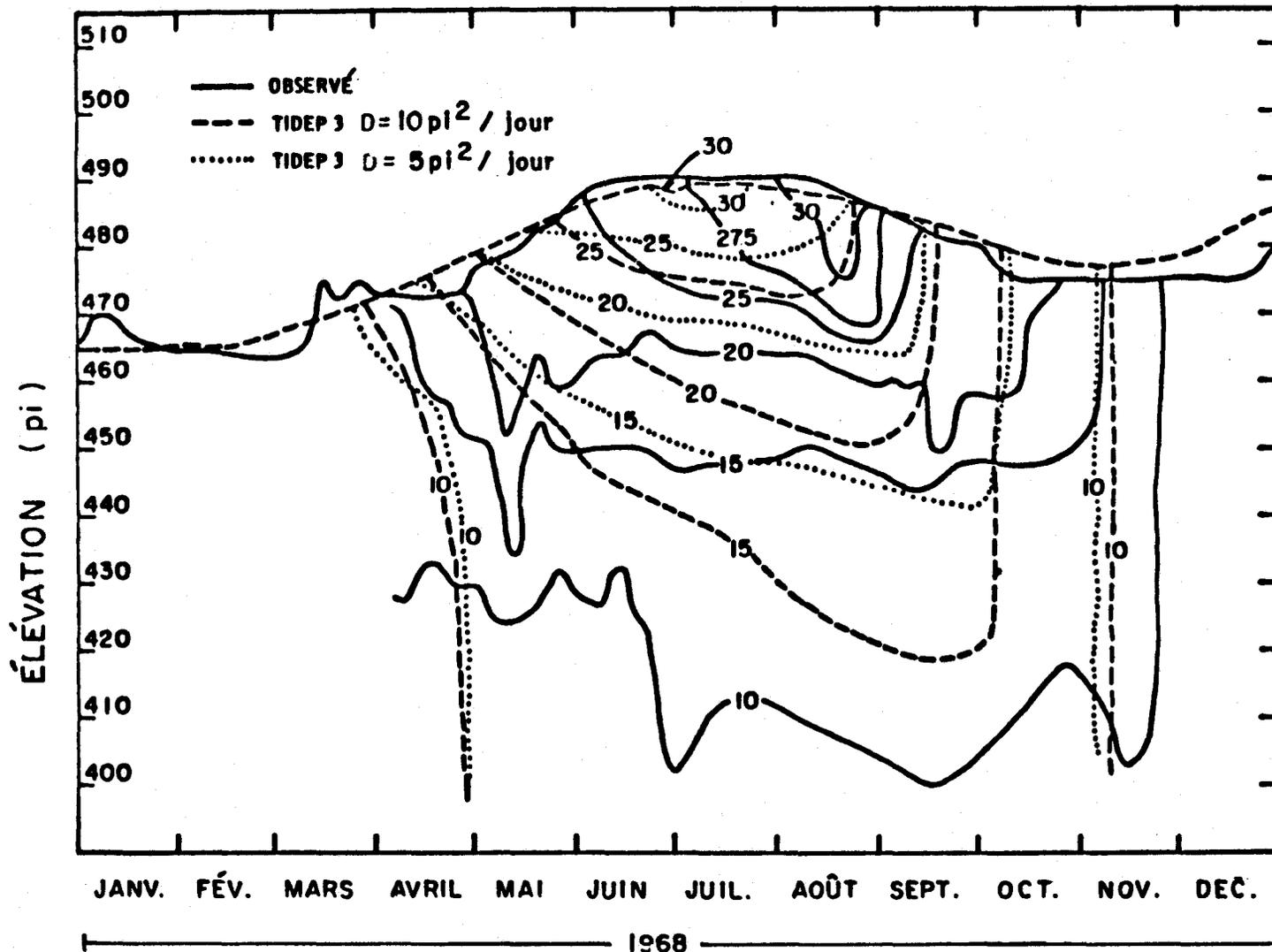


FIGURE 2.14 Comparaison entre températures observées et calculées ($^{\circ}\text{C}$) par le modèle TIDEP III au réservoir J.P. Priest (Burdick et Parker, 1971).

TABLEAU 2.1 Déviations moyennes absolues (°C) entre les valeurs journalières observées et les valeurs journalières calculées par les modèles présentés par Burdick et Parker (1971) (réservoir J.P. Priest, 1968).

	COEFFICIENTS DE DIFFUSIVITÉ (pi ² /jour)					
	1	5	7.5	10	20	40
TIDEP	4.05	3.27	-	3.18	3.12	3.19
TIDEP I	3.28	2.98	-	2.87	2.90	3.23
TIDEP II	3.71	3.05	-	3.19	3.88	4.32
TIDEP III	3.77	2.40	2.45	2.41	2.97	3.97

2.3.8 Thendrup (1978)

Son analyse est inspirée des approches présentées par Sundaram et Rehm (1971) et Huber et al. (1972). Il définit mathématiquement le problème selon l'équation 2.16 avec les conditions limites 2.17 et 2.18.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \times \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{A} \times \frac{\partial}{\partial z} \left(A \times D \times \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \frac{q_{in}}{A} \times (T - T_{in}) \quad (2.16)$$

où T : température à une profondeur donnée

t : temps

z : profondeur

V : vitesse verticale de l'eau

A : surface horizontale à la profondeur considérée

D : coefficient de diffusivité

q_{in} : débit entrant horizontal par unité de hauteur

T_{in} : température du débit entrant

$$-\rho c D \frac{\partial T}{\partial z} = H_{atm} \quad \text{à } z = 0 \quad (2.17)$$

$$-\rho c D \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad \text{à } z = z_{max} \quad (2.18)$$

où ρ, c : densité et capacité calorifique de l'eau

H_{atm} : bilan des échanges d'énergie avec l'atmosphère à la surface
(posé égal à 0 quand il y a couvert de glace)

Il se distingue de Huber et al. (1972) en définissant, au-dessus de la thermocline, un coefficient D en fonction de la profondeur:

$$D(z) = D(o) \times \left(1 + A \times \frac{\partial \rho / \partial z}{(W/z)^2}\right)^{-1} \quad (2.19)$$

où $D(z)$: coefficient de diffusion à la profondeur z

$D(o)$: coefficient de diffusion à la surface (0.5 à 5.0 cm^2/s)

A : constante empirique

W : vitesse du vent

$\partial \rho / \partial z$: gradient de densité à la profondeur z

Sous la thermocline, le coefficient D est supposé constant à la valeur calculée au niveau de la thermocline. La position de cette dernière est supposée près du lieu de gradient de densité maximal, à savoir quand:

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = B \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)_{max} \quad (2.20)$$

où ρ : densité

z : profondeur

B : constante empirique

Des valeurs de $A = 10 \text{ kg}^{-1}\text{m}^4\text{s}^{-2}$ et $B = 0.95$ ont donné de bons résultats pour les lacs modélisés.

Les vitesses des courants internes (verticaux et horizontaux) sont calculées en utilisant l'équation de continuité de la façon proposée par Huber et al. (1972). De même, les instabilités sur le profil calculé de température sont éliminées par mélange à partir de la surface. Aussi, il est supposé qu'un volume égal à 50% du volume d'entrée dans le réservoir est entraîné et mélangé. Sous couvert de glace, les coefficients de diffusion sont diminués d'un facteur de 10^3 .

L'équation 2.16 est résolue par une méthode de prédiction-correction (Remson et al., 1971). Les résultats obtenus pour un lac norvégien sont présentés à la figure 2.15. L'auteur souligne le besoin de préciser les méthodes d'estimation des coefficients de diffusion ainsi que les taux de mélange des débits entrants.

2.3.9 Baldasano et al. (1981)

Ils ont appliqué un modèle similaire à celui publié par Ryan et Harleman (1971) au réservoir Desaulniers, baie James. Dans l'équation d'énergie, ils ont cependant inclus un terme de diffusivité turbulente avec coefficient saisonnier constant. De même, les apports d'énergie à la surface ont été exprimés en fonction du couvert de glace. Étant donné la faible profondeur du réservoir simulé, la stratification est quasi inexistante et la simulation par le modèle est peu concluante. Leurs résultats sont présentés à la figure 2.16 et les valeurs des paramètres utilisés ainsi qu'une brève analyse de sensibilité aux tableaux 2.2 et 2.3.

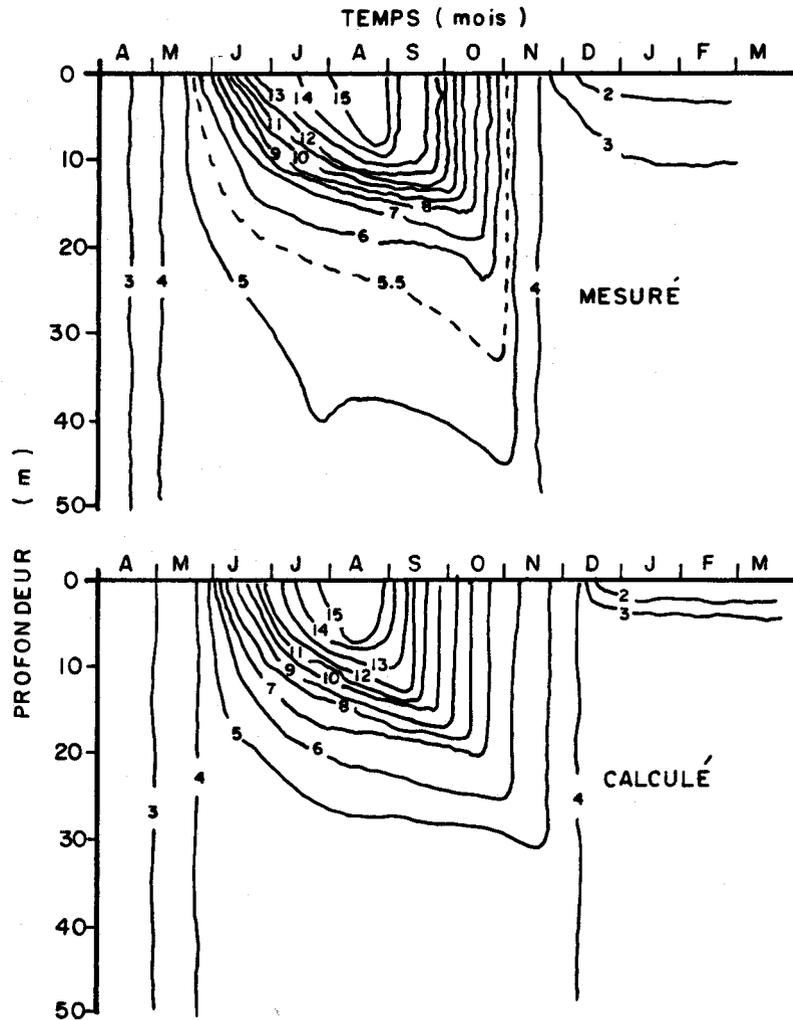


FIGURE 2.15 Comparaison entre isothermes mesurés et calculés par le modèle de Thendrup (1978) pour un lac norvégien (Jonsvannet près de Trondheim, année non précisée).

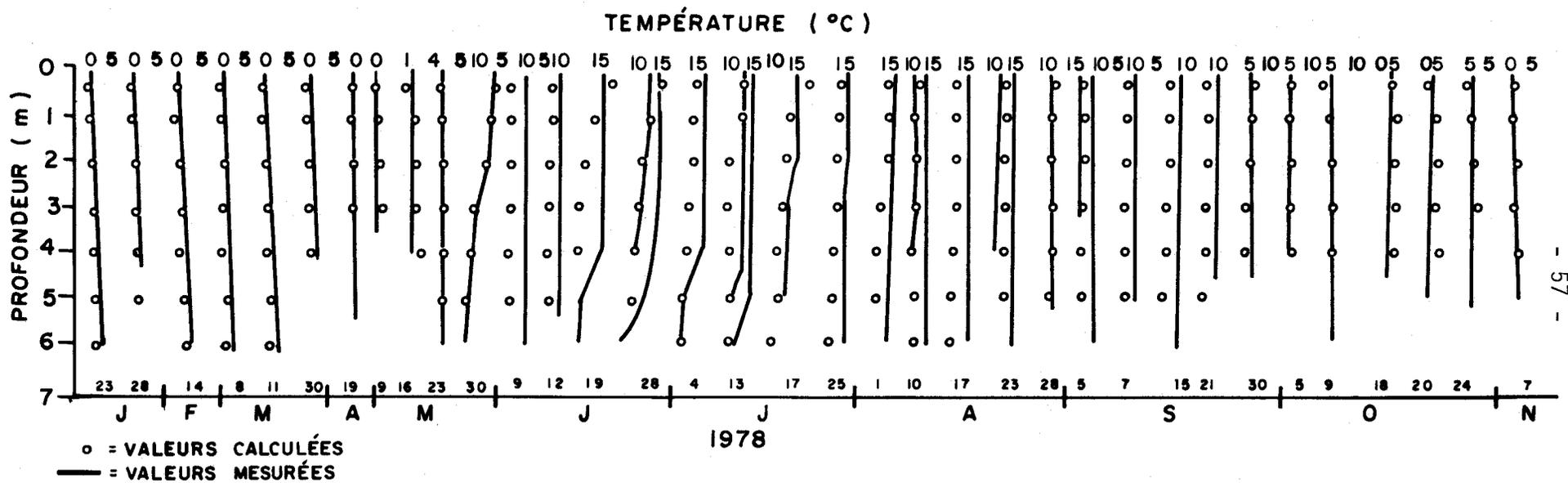


FIGURE 2.16 Profils de température mesurés et calculés au réservoir Desaulniers (Baldasano et al., 1981).

TABLEAU 2.2 Valeurs des paramètres utilisés au réservoir Desaulniers en 1978 pour la simulation de Baldasano et al. (1981).

Coefficient d'extinction n (équation 2.8)	1.5 m ⁻¹
Fraction de la radiation incidente retenue en surface β (équation 2.8)	0.40
Déviatiion standard (σ) de la distribution des débits entrants (équation 2.12)	3.0
Déviatiion standard (σ) de la distribution des débits sortants (équation 2.12)	3.0
Coefficient de diffusion thermique turbulente en été	0.45 m ² /jour
Coefficient de diffusion thermique turbulente en hiver	0.050 m ² /jour

TABLEAU 2.3 Effets relatifs de variations imposées aux paramètres utilisés dans le modèle de Baldasano et al. (1981) au réservoir Desaulniers en 1978.

Paramètre	Variation	% variation	% effet moyen sur les températures
Coefficient de diffusion			
été	0.45 → 0.225	- 50	-2.5
hiver	0.05 → 0.025	- 50	+7.4
Coefficient d'extinction n	1.5 → 2.0	+ 33	-1.1
Fraction de la radiation retenue en surface β	0.4 → 0.5	+ 25	-0.5
Déviatiion standard des débits entrants	3.0 → 4.0	+ 33	+0.5

2.3.10 Heinrich et al. (1981)

Dans le but de développer un modèle bidimensionnel (coordonnées verticale et horizontale), ces auteurs ont d'abord utilisé un modèle unidimensionnel simple. Ils posent la variation de température avec le temps comme étant:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.21)$$

où T : température

t : temps

z : profondeur

D : coefficient de diffusivité turbulente

Comme l'avait fait Orlob (1965) avant eux, ils définissent D en fonction du nombre de Richardson (équation 2.4). Aussi, ils supposent que le gradient de vitesse induite par le vent décroît exponentiellement avec la profondeur. Étudiant le cas du lac Érié, peu profond, ils n'assument pas que le flux de chaleur soit nécessairement nul dans le lit du lac. Cela se traduit dans leur simulation par une différence de température pouvant aller jusqu'à 1°C dans l'hypolimnion. Leur solution leur permet de suivre l'évolution de la thermocline dont la profondeur dépend entre autres du vent et du flux de chaleur externe.

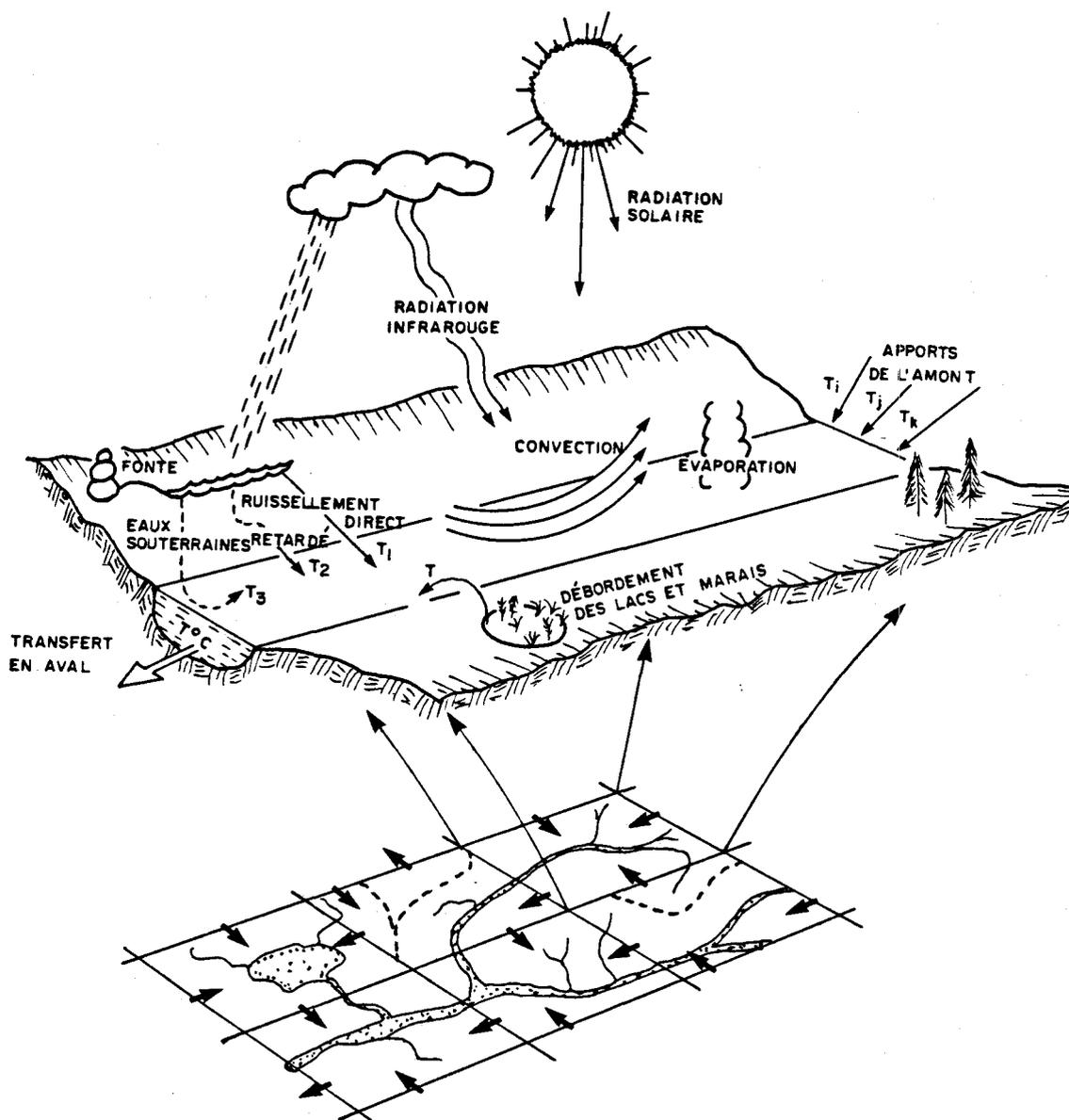


FIGURE 3.1 Schématisation des principaux éléments considérés pour le calcul de la température de l'eau sur un carreau partiel.

profondeur moyenne pour tout le bassin devient un paramètre d'ajustement qu'on fixe au début des simulations. Ce point sera discuté lors de la présentation des résultats.

La largeur, la longueur et la profondeur estimées pour chaque tronçon (carreau partiel) nous donnent un volume qui, multiplié par la température de l'eau et la capacité calorifique de l'eau devient l'enthalpie. L'enthalpie de référence est fixée à 0 mégajoule par mètre cube pour un volume d'eau à 0 degré Celsius. Le rapport enthalpie-volume pour une température donnée est la capacité calorifique de l'eau par unité de volume qu'on suppose constante pour la gamme de températures qui nous intéressent (4.187 mégajoules par mètre cube d'eau par degré Celsius). Nous avons donc:

$$T_{\text{eau}} = \frac{E}{VC} \quad (3.1)$$

où T_{eau} : température moyenne de l'eau du tronçon considéré ($^{\circ}\text{C}$)
E : enthalpie du tronçon (MJ)
V : volume estimé du tronçon (m^3)
C : capacité calorifique de l'eau ($4.187 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3} \cdot ^{\circ}\text{C}^{-1}$)

Il est nécessaire de fixer, à la première journée des simulations, l'enthalpie initiale des carreaux partiels, ce qui est fait en imposant pour tout le bassin une température moyenne réaliste pour la date de départ choisie. On fixe à 0 mégajoule par mètre cube une enthalpie calculée négative. En période hivernale, les calculs ne sont pas faits et on pose la température de l'eau égale à 0 degré Celsius.

Au printemps, lorsque le bilan énergétique redevient positif, l'énergie disponible sert d'abord à fondre la glace avant de réchauffer l'eau. L'enthalpie est donc maintenue à 0 mégajoule par mètre cube tant que la glace dans l'eau n'est pas disparue. Nous avons premièrement associé cet événement à une limite inférieure de la lame de neige restant au sol comme calculée par le modèle CEQUEAU. Nous utilisons maintenant comme critère le pourcentage de sol couvert de neige sur le bassin versant étudié.

3.1.2 Calcul des échanges d'énergie

Les quatre principaux termes d'échange à la surface, à savoir: radiation solaire nette, radiation infrarouge nette, évaporation et convection ont été considérés sur chaque carreau partiel. La quantité d'énergie transférée est proportionnelle à la surface d'eau libre estimée selon les valeurs de largeur et longueur du tronçon considéré, telles que définies au paragraphe précédent. De plus, pour tous les termes, sauf la radiation infrarouge, un coefficient d'ajustement a été introduit pour tenir compte de l'empirisme des équations utilisées. Ainsi, nous avons:

$$\Delta E = F A Q \quad (3.2)$$

où ΔE : changement d'enthalpie du tronçon considéré (MJ)

F : coefficient d'ajustement (sauf pour la radiation infrarouge)

A : surface estimée du tronçon (m²)

Q : flux d'énergie par unité de surface comme définis dans les paragraphes suivants (MJ/m²)

Afin de rendre opérationnel le modèle avec un minimum de données, nous avons prévu l'utilisation de moyennes mensuelles pour les paramètres suivants: le rayonnement solaire net au sol par unité de surface, la nébulosité, la pression de vapeur et la vitesse du vent.

En outre, les énergies associées aux apports advectifs locaux, à savoir: eaux de ruissellement, eaux de ruissellement retardé, eaux souterraines, eaux de débordement des lacs et marais; ont été considérées en faisant les hypothèses appropriées quant à la température de ces différentes sources. Les volumes sont fournis par le modèle hydrologique CEQUEAU.

3.1.2.1 Radiation solaire

Les données utilisées sont les moyennes journalières pour chaque mois du rayonnement solaire global mesurées au sol, par unité de surface horizontale. Les valeurs choisies sont celles de la station de mesure de

rayonnement la plus proche du bassin étudié ou une moyenne des stations les plus proches.

Pour éviter les discontinuités aux changements de mois dans les apports d'énergie solaire, une interpolation entre les valeurs mensuelles donne la valeur journalière. Le coefficient d'ajustement utilisé inclut la fraction réfléchiée de la radiation solaire.

$$\Delta E_{sol} = F_{sol} A \left[Q_m + \frac{j}{30} (Q_n - Q_{n-1}) \right] \quad (3.3)$$

où ΔE_{sol} : apport d'énergie par la radiation solaire nette (MJ)

F_{sol} : coefficient d'ajustement

A : surface estimée du tronçon (m²)

j : nombre de jours écoulés depuis le 15 du mois précédent

Q_m : moyenne journalière de rayonnement solaire du mois courant (MJ/m²)

Q_n : moyenne journalière de rayonnement solaire du mois courant si nous sommes entre le 1er et le 15, du mois précédent si nous sommes entre le 16 et le 31 (MJ/m²)

Q_{n-1} : moyenne journalière de rayonnement solaire du mois n-1 (MJ/m²)

3.1.2.2 Radiation infrarouge nette

Les équations 1.11 et 1.12 ont été utilisées pour la détermination des échanges d'énergie par radiation infrarouge par unité de surface. La température de l'air quotidienne est disponible à partir du modèle hydrologique CEQUEAU; celle de l'eau est la valeur calculée au jour précédent par le modèle de température. Les données de pression de vapeur et de nébulosité sont les moyennes mensuelles disponibles pour les régions étudiées.

$$\Delta E_{\text{inf}} = A \cdot 0.97 \cdot \sigma [\beta (T_{\text{air}})^4 - (T_{\text{eau}})^4] \quad (3.4)$$

- où ΔE_{inf} : énergie nette échangée par radiation infrarouge (MJ)
A : surface estimée du tronçon (m²)
 σ : constante de Stefan-Boltzman pour un pas de temps journalier (4.9 x 10⁻⁹ MJ · m⁻² · °K⁻⁴)
 T_{air} : température moyenne journalière de l'air sur le carreau entier correspondant (°K)
 T_{eau} : température de l'eau du tronçon calculée au jour précédent (°K)

avec
$$\beta = (0.74 + 0.0065 e_a) (1 + 0.17 B^2) \quad (3.5)$$

- où β : émissivité atmosphérique estimée
 e_a : pression de vapeur moyenne du mois courant (mm Hg)
B : nébulosité moyenne du mois courant (fraction de 0.0 à 1.0)

3.1.2.3 Évaporation

La lame d'évaporation calculée par le modèle CEQUEAU a été appliquée à la surface des tronçons de chaque carreau partiel. En reliant le volume évaporé à l'énergie latente perdue, nous avons:

$$Q_{\text{evap}} = - F_{\text{evap}} l_e A H_{\text{evap}} \quad (3.6)$$

- où Q_{evap} : énergie perdue par évaporation (MJ)
 F_{evap} : coefficient d'ajustement
 l_e : lame d'eau évaporée sur le carreau partiel (m)
A : surface estimée du tronçon (m²)
H : chaleur latente d'évaporation: 2 480 MJ/m³

Rappelons que la lame évaporée est calculée par le modèle CEQUEAU à l'aide de l'équation de Thornwaite qui utilise comme seul paramètre la température de l'air (Morin et al., 1981).

3.1.2.4 Convection

L'estimation des échanges d'énergie par convection est inspirée de l'équation 1.17. En se basant sur nos premières simulations, le coefficient empirique a cependant été fixé à 0.20. Les valeurs de vitesse du vent sont les moyennes mensuelles disponibles pour la région. La température de l'air quotidienne est obtenue à partir du modèle hydrologique CEQUEAU; celle de l'eau est la valeur calculée au jour précédent par le modèle de température.

$$\Delta E_{\text{conv}} = F_{\text{conv}} A 0.2 V (T_{\text{air}} - T_{\text{eau}}) \quad (3.7)$$

où ΔE_{conv} : énergie échangée par convection (MJ)

F_{conv} : coefficient d'ajustement

A : surface estimée du tronçon (m^2)

V : moyenne mensuelle de vitesse du vent (km/h)

T_{air} : température moyenne journalière de l'air sur le carreau entier correspondant ($^{\circ}\text{C}$)

T_{eau} : température de l'eau du tronçon calculée au jour précédent ($^{\circ}\text{C}$)

3.1.2.5 Apports advectifs locaux

Le modèle hydrologique CEQUEAU nous donne accès à des valeurs des contributions locales en eaux de ruissellement, eaux de ruissellement retardé (ou hypodermiques), eaux souterraines, et eaux de débordement des lacs et marais. Calculées sous forme de lames, ces contributions sont transformées en volume en les distribuant sur la surface du carreau partiel considéré. En faisant des hypothèses sur la température de l'eau produite par ces différentes sources, l'énergie apportée à un tronçon est calculée à l'aide de l'équation 1.5 qui exprime que la quantité de chaleur transférée est le produit de la masse (volume) transférée, par la différence de température entre l'eau du tronçon et l'eau qui y entre, par la chaleur spécifique de l'eau. Notons ici que puisque nous supposons pour l'instant qu'un tronçon a un volume fixe, c'est le volume relatif ajouté au tronçon qui est considéré (hypothèse de mélange continu) et non le volume absolu. Par conséquent:

$$\Delta E_{adv} = C V_{adv} (T_{adv} - T_{eau}) R \quad (3.8)$$

- où ΔE_{adv} : énergie associée au volume d'apport advectif (MJ)
C : capacité calorifique de l'eau ($4.187 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$)
 V_{adv} : volume advectif d'eau (m^3)
 T_{adv} : température estimée de l'eau du volume advectif ($^\circ\text{C}$)
 T_{eau} : température de l'eau du tronçon calculée au jour précédent ($^\circ\text{C}$)
R : rapport du volume du tronçon à la somme du volume du tronçon et du volume advectif

Se basant sur des observations des variations dans le temps des températures du sol à différentes profondeurs, comme l'a fait Carson (1963) (figure 3.2), nous savons que la température du sol en surface suit de très près celle de l'air avec un déphasage de plus en plus accentué et une amplitude diminuant à mesure que la profondeur augmente.

Nous avons supposé que la température des eaux de ruissellement était égale à celle de l'air avec une valeur inférieure imposée de 0°C lorsque la température de l'air descend sous 0°C ou lorsqu'il y a de la fonte sur le bassin. La température des eaux de ruissellement retardé est estimée en prenant la moyenne entre la température de l'air (avec la même limite inférieure à 0°C) et la température des eaux souterraines. La température des eaux souterraines est considérée comme constante toute l'année. Cette dernière valeur est évaluée à partir des données régionales disponibles. La température des eaux de débordement des lacs et marais est supposée être la même que celle du tronçon principal.

3.1.3 Bilan d'énergie

À l'intérieur de chaque carreau partiel, nous supposons que le tronçon du cours d'eau représentatif, de volume estimé, est à une température uniforme et homogène pendant un pas de temps journalier. À chaque jour sont évalués les apports locaux d'énergie dus aux échanges à l'interface eau-atmosphère, à savoir radiation solaire et infrarouge, évaporation et convection ainsi que ceux associés aux eaux de ruissellement, ruissellement

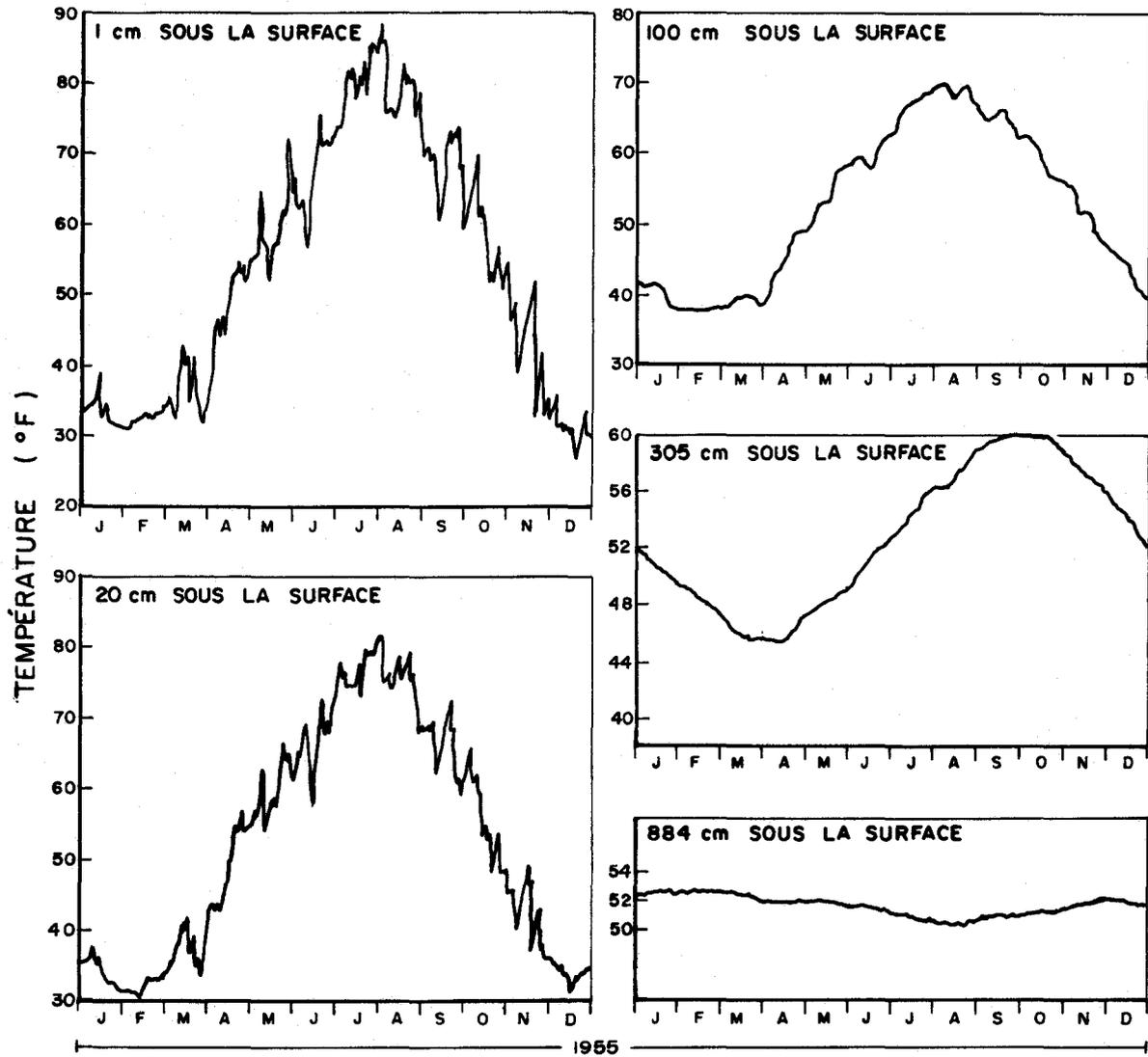


FIGURE 3.2 Température du sol à différentes profondeurs (Carson, 1963).

retardé et eaux souterraines. Ces apports sont utilisés pour calculer la nouvelle quantité d'énergie (enthalpie) contenue dans le tronçon. Une fois cette opération effectuée, les transferts d'énergie entre les carreaux partiels par débits écoulés sont considérés et l'enthalpie est modifiée en conséquence. L'énergie apportée à un carreau partiel par les volumes d'eau de ses différents tributaires est estimée selon l'équation 3.8. Les valeurs de ces volumes sont fournies par le modèle hydrologique.

3.2 MODÉLISATION DE LA TEMPÉRATURE POUR LES RÉSERVOIRS STRATIFIÉS

Même pour les modèles de température en réservoir donnant les meilleurs résultats, des écarts de quelques degrés entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées ne sont pas rares. Compte tenu de la lourdeur des modèles les plus sophistiqués et de notre objectif de couplage au modèle de température en rivières, nous nous proposons d'utiliser un modèle simplifié requérant moins de données d'entrée et qui nous donnera une précision satisfaisante.

La période critique pour la modélisation de la température en réservoir se situe pendant les quelques mois d'été où la stratification thermique est plus marquée. Pendant les isothermies du printemps et de l'automne, le réservoir peut être considéré d'une façon similaire à un tronçon de rivière homogène. Pendant la période hivernale, le profil de température est relativement stable et une modélisation complexe est superflue.

Quel que soit le modèle choisi, la précision des résultats dépendra de celle des calculs d'échanges thermiques entre le réservoir étudié et son environnement. En supposant que ces calculs nous permettent de connaître en tout temps la quantité de chaleur contenue dans le réservoir, notre approche sera de distribuer cette énergie sur l'axe vertical d'une façon simple et en même temps réaliste.

Pendant la période de stratification thermique estivale, la thermocline initialement peu marquée et près de la surface, s'enfonce et s'accroît progressivement. Elle atteint au milieu de l'été une profondeur

relativement stable pour quelque temps puis redescend plus profondément jusqu'au moment où l'isothermie d'automne est établie (figure 2.15).

Pour la courte période d'équilibre où la stratification est maximale, Patalas (1960, 1976) propose une relation entre la profondeur de la thermocline et la longueur moyenne d'exposition aux vents dominants à la surface du réservoir (fetch):

$$Z_{th} \cong 4.5 L_f^{0.42} \quad (3.3)$$

où Z_{th} : profondeur de la thermocline en mètres

L_f : fetch en kilomètres

En utilisant cette relation et en estimant les dates du début et de la fin de la période de stratification, nous pouvons simuler l'évolution du niveau de la thermocline. Cette approche sera éventuellement confrontée aux données de température en réservoir disponibles pour nos régions.

Les apports externes d'énergie au réservoir peuvent être évalués journalièrement avec les mêmes équations qui ont été utilisées pour les rivières. Les coefficients empiriques seront cependant différents. Sans identifier les mécanismes internes de transmission de la chaleur dans le réservoir, nous pouvons distribuer la quantité de chaleur disponible sur deux zones: l'épilimnion et l'hypolimnion qui ont leurs volumes respectifs séparés par la thermocline dont la position est simulée. Ces divisions arbitraires représentent très grossièrement la réalité mais offrent l'avantage de la simplicité. La bathymétrie du réservoir doit être connue.

À un jour donné, les apports d'énergie au réservoir, positifs ou négatifs, seront d'abord distribués dans l'épilimnion selon une relation simple fonction de la profondeur. En imposant une limite sur les variations de température à la surface, toute l'énergie disponible peut être ou non absorbée dans l'épilimnion. Le surplus, s'il y a lieu, sera à son tour réparti dans l'hypolimnion.

Ce processus se répétera jusqu'à l'isothermie automnale. À ce moment, le réservoir se refroidira de façon isothermique jusqu'à 4°C. Jusqu'à la prise des glaces, la stratification hivernale pourra être modélisée d'une façon similaire à celle de l'été ou par simple distribution de l'énergie sur toute la profondeur selon une relation à déterminer. Aucun calcul ne sera effectué quand il y aura couvert de glace. Le cycle reprendra à l'isothermie à 4°C du printemps qui suit de très près le calage du réservoir.

CHAPITRE 4

AJUSTEMENT DU MODÈLE ET RÉSULTATS

Dans le cadre de la présente étude, les données physiographiques et météorologiques pour la mise en opération du modèle CEQUEAU ont été préparées pour trois bassins versants, soit les bassins des rivières Sainte-Anne, Saint-Jean et Eastmain-Opinaca. Le tableau 4.1 résume l'état des banques constituées pour cette étude.

4.1 DONNÉES PHYSIOGRAPHIQUES

En plus des données physiographiques normalement utilisées dans le modèle hydrologique CEQUEAU (Morin et al., 1980), nous avons mesuré sur cartes topographiques d'autres caractéristiques physiques pour chaque tronçon de rivière. Les caractéristiques retenues pour chaque carreau partiel sont:

- la longueur du cours d'eau principal;
- la largeur du cours d'eau à la sortie du carreau partiel;
- l'altitude du cours d'eau à la sortie du carreau partiel.

Notons que s'il existe plus d'un cours d'eau à la sortie d'un carreau partiel, la largeur estimée tient compte de tous les cours d'eau repérables sortant de ce carreau.

Ces données seront utilisées pour calculer la surface d'eau libre et la pente du cours d'eau sur chaque carreau partiel. Les données de largeur et de longueur seront éventuellement estimées à l'aide de relations liant ces valeurs aux données physiographiques.

4.2 DONNÉES MÉTÉOROLOGIQUES

En plus des données journalières de température maximum et minimum de l'air et de précipitation liquide et solide déjà utilisées dans le modèle CEQUEAU, la mise en opération de la sous-routine de calcul de température de l'eau nécessite les données supplémentaires suivantes: radiation solaire,

TABLEAU 4.1 Caractéristiques des banques de données formées pour la mise en opération du modèle quantité - qualité CEQUEAU pour les bassins des rivières Sainte-Anne, Saint-Jean et Eastmain-Opinaca.

Nom	Bassin versant km ²	Dimension des carreaux entiers (km x km)	Nombre de carreaux		Période	Nombre de stations	
			entiers	partiels		météo	hydro
Sainte-Anne	2 700	10 x 10	43	69	1968-1980	10	4
Saint-Jean	5 491	10 x 10	83	140	1977-1980	7	3
Eastmain- Opinaca	44 300	30 x 30	75	113	1975-1980	7	5

pression de vapeur, ennuagement et vitesse du vent. Compte tenu que ces dernières ne sont pas disponibles à l'échelle journalière pour plusieurs régions du Québec, la sous-routine de calcul de la température de l'eau en rivière utilise des valeurs moyennes mensuelles.

Le tableau 4.2 présente les données utilisées pour chacun des bassins des rivières Sainte-Anne, Saint-Jean et Eastmain-Opinaca.

4.3 AJUSTEMENT DU MODÈLE

L'application du modèle quantité-qualité CEQUEAU à un bassin versant nécessite premièrement l'ajustement du modèle hydrologique (Morin et al., 1980) pour reproduire le mieux possible les débits observés.

Par la suite, le modèle de température de l'eau est ajusté en modifiant au besoin les coefficients empiriques associés aux termes du bilan d'énergie. Les résultats sont analysés par comparaison graphique et numérique des valeurs observées et calculées pour la période d'étalonnage choisie.

Pour le bassin de la rivière Sainte-Anne, nous avons utilisé les données journalières de température de l'eau disponibles à Chute Panet de 1968 à 1971. Pour le bassin des rivières Eastmain-Opinaca, nous avons utilisé les quelques données disponibles en 1979 et 1980. Par contre, nous ne possédons aucune donnée de température de l'eau pour la rivière Saint-Jean. Nous y avons quand même effectué une simulation pour l'année 1978 en utilisant les valeurs des paramètres ajustés sur la rivière Sainte-Anne.

4.3.1 Paramètres du modèle

Dans sa forme actuelle, le modèle de température comporte sept paramètres. Trois de ceux-ci, appelés coefficients et dont la valeur devrait varier autour de l'unité, permettent d'ajuster l'influence relative

2.3.6 Beard et Willey (1970)

Ils ont conçu un modèle paramétrique dans lequel les différents éléments intervenant dans la formation du profil thermique sont définis de façon très simple et tous ajustés à l'aide d'un coefficient. Le réservoir étudié est divisé en un nombre entier de couches horizontales. Trois termes sont considérés dans les échanges d'énergie avec l'atmosphère, à savoir: radiation solaire, évaporation et une combinaison des échanges par radiation infrarouge et par convection dans l'air exprimés en fonction de la différence de température entre l'air et l'eau. L'effet combiné de ces trois termes est réparti linéairement de façon décroissante jusqu'à 10 m de profondeur. La profondeur de la thermocline est supposée dépendante de la température minimale de l'air observée dans la période des calculs et à chaque pas de calcul les couches sont mélangées à partir de la surface jusqu'à ce que la température de la surface égale une température intermédiaire entre la température moyenne de l'air et la température minimale observée. Le processus de diffusion thermique est simulé par mélanges incomplets sur des intervalles de 10 m effectués cinq fois par mois. Également, les instabilités sur le profil de température sont éliminées. Enfin, des procédures tiennent en compte les entrées et sorties du réservoir. Un tel modèle ne sert qu'à reconstituer les profils observés et ne peut devenir prévisionnel qu'en reliant, si c'est possible, les coefficients d'ajustement à des paramètres physiques.

2.3.7 Burdick et Parker (1971)

Ils ont développé et vérifié sur quelques réservoirs des États-Unis une série de modèles de complexité croissante. Essentiellement, la transmission de chaleur à l'intérieur d'un réservoir est supposée dépendante d'un coefficient de diffusivité constant avec la profondeur (incluant en même temps diffusivités turbulente et moléculaire). Les apports d'énergie, mis à part les débits advectifs, se font en surface seulement, sans fonction de distribution sur l'axe vertical. L'équation de transmission interne de la chaleur, pour une colonne d'eau de surface constante, devient:



TABLEAU 4.2 Données météorologiques moyennes mensuelles utilisées pour les simulations de la température de l'eau des rivières Sainte-Anne, Saint-Jean et Eastmain-Opinaca.

Paramètre	Station	Jan.	fév.	mars	avril	mai	juin	juil.	août	sept.	oct.	nov.	déc.	Rivière
Radiation solaire ⁽¹⁾ (MJ m ⁻²)	Moyenne Montréal-Normandin	5.22	8.95	13.47	16.90	19.01	20.38	20.19	17.07	12.56	7.35	4.48	3.92	Sainte-Anne
	Sept-Îles	4.32	8.04	11.78	14.86	18.36	20.60	18.47	17.05	11.69	7.14	4.13	3.16	Saint-Jean
	Nitchequon	3.71	7.83	12.98	18.80	19.63	19.01	16.98	14.46	9.30	5.21	3.28	2.72	Eastmain-Opinaca
Ennuagement ⁽²⁾	estimé sur carte	0.62	0.63	0.61	0.56	0.52	0.52	0.47	0.48	0.58	0.63	0.75	0.71	Sainte-Anne
		0.67	0.57	0.62	0.62	0.57	0.56	0.56	0.53	0.62	0.65	0.72	0.68	Saint-Jean
		0.70	0.65	0.60	0.55	0.57	0.57	0.57	0.55	0.70	0.77	0.82	0.75	Eastmain-Opinaca
Vent (km/h) ⁽³⁾	Valcartier	5.1	5.5	6.1	6.0	6.1	5.6	5.3	4.8	4.7	4.9	4.9	5.0	Sainte-Anne
	Moyenne Sept-Îles - lac Éon	16.7	16.3	17.3	16.3	15.6	14.3	13.3	13.3	14.8	15.4	15.8	16.1	Saint-Jean
	Moyenne La Grande Rivière - Nitchequon	17.0	14.8	16.6	15.9	15.5	15.9	16.8	16.7	17.8	19.1	18.2	16.2	Eastmain-Opinaca
Pression vapeur ⁽⁴⁾	Québec	1.73	1.88	2.63	3.90	5.55	9.00	11.10	10.58	8.25	5.70	3.75	2.10	Sainte-Anne
	Moyenne Sept-Îles - lac Éon	1.5	1.5	2.2	3.2	4.6	7.0	9.3	8.9	6.7	4.6	3.2	1.7	Saint-Jean
	Nitchequon	0.9	1.0	1.7	2.7	4.0	6.4	8.7	8.2	6.3	4.3	2.5	1.1	Eastmain-Opinaca

(1) Radiation solaire, normales climatiques du Canada 1951-1980, Environnement Canada (1982).

(2) L'ensoleillement au Québec, Gariépy et al. (1981).

(3) Vent, normales climatiques du Canada 1951-1980, Environnement du Canada (1982).

(4) Station, sea level and vapour pressure normals 1953-1972, Environnement Canada (1976).

de la radiation solaire, de l'évaporation et de la convection respectivement. Les quatre autres paramètres sont: la profondeur moyenne, le paramètre de dégel, la température de l'eau souterraine et la température initiale au premier jour des simulations.

Profondeur moyenne

Pour caractériser le volume total d'eau d'un tronçon, nous utilisons la profondeur moyenne. La profondeur moyenne varie à chaque tronçon et dans le temps en fonction du débit de la rivière. Compte tenu de l'impossibilité d'obtenir la profondeur moyenne de chaque tronçon, sauf par mesure sur le terrain, ce paramètre est considéré dans le modèle comme un paramètre d'ajustement pour tout le bassin. Des essais de simulation ont été faits en utilisant des profondeurs moyennes de 0.5 m à 6 m.

Coefficient de radiation solaire

Ce coefficient augmente ou diminue l'influence du terme de radiation solaire sur les surfaces d'eau libre. Des essais ont été effectués pour des valeurs variant de 0.80 à 1.2.

Coefficient de convection

Ce coefficient permet d'augmenter ou de diminuer l'importance des échanges par convection dans le bilan d'énergie. Des essais ont été faits avec des valeurs variant de 0.15 à 1.5.

Coefficient d'évaporation

La quantité d'eau évaporée est un terme important dans le bilan d'énergie d'un tronçon. Dans le modèle CEQUEAU, on calcule l'évaporation potentielle à l'aide de la formule de Thornwaite modifiée (Morin et al., 1981). Cette évaporation potentielle peut ne pas représenter l'évaporation

réelle au-dessus des surfaces d'eau, d'où la nécessité d'utiliser un coefficient d'ajustement. Des essais ont été faits pour des valeurs variant de 0.80 à 1.20.

Paramètre de dégel

La sous-routine de calcul de la température de l'eau en rivière ne sert que dans la période où les cours d'eau ne sont pas couverts de glace. Il est donc nécessaire de déterminer la date approximative du dégel et du gel des rivières.

Le paramètre retenu pour estimer la date approximative de la débâcle est le pourcentage de sol recouvert de neige sur le bassin versant. Lorsqu'au printemps le pourcentage calculé descend sous la valeur fixée par l'utilisateur, la débâcle est supposée avoir eu lieu. Le pourcentage calculé est obtenu à partir du modèle hydrologique. Des valeurs du paramètre de dégel variant entre 10% et 80% ont été utilisées. Nous supposons qu'il y a gel des cours d'eau si la température moyenne calculée du tronçon est de 0°C ou moins.

Température de l'eau souterraine

Le modèle hydrologique CEQUEAU évalue trois composantes d'écoulement sur la partie terrestre du bassin étudié, à savoir: le ruissellement, le ruissellement retardé et les eaux provenant de la nappe phréatique. Leur température est estimée à partir de celle de l'air qui est une donnée quotidienne du modèle hydrologique et celle des eaux souterraines qui devient un paramètre du modèle de température. La température moyenne des eaux souterraines peut être évaluée à l'aide de la figure 4.1

Température initiale

Pour initialiser l'enthalpie à chaque tronçon, il est nécessaire de fournir, à la première journée des simulations, la température moyenne de l'eau pour l'ensemble du bassin versant étudié.

4.4 ANALYSE DES RÉSULTATS

4.4.1 Rivière Sainte-Anne

Le modèle a été calibré en utilisant les données de température de l'eau mesurées à Chute Panet pour la période du 1er janvier 1968 au 31 décembre 1971.

Les valeurs des paramètres utilisées pour les simulations présentées sont:

Profondeur moyenne	1.0 m
Coefficient de radiation solaire	1.2
Coefficient de convection	1.5
Coefficient d'évaporation	0.8
Paramètre de dégel	70%
Température des eaux souterraines	7.0°C
Température initiale	0.0°C

Le tableau 4.3 donne les températures moyennes mensuelles et annuelles observées et calculées pour les quatre années simulées. Ce tableau montre de faibles écarts entre les valeurs observées et calculées. Les écarts les plus importants sont observés au mois de mai.

Les températures de l'eau observées et calculées, moyenne sur trois jours, sont montrées aux figures 4.2 à 4.5. L'étude de ces graphiques montre que dans l'ensemble, les résultats sont satisfaisants. On calcule quelquefois des températures supérieures aux températures observées mais l'inverse se produit également, ce qui nous porte à conclure qu'il n'y a pas d'erreur systématique pour la période de juin à novembre. Pour les mois d'avril et mai, on observe par contre une erreur systématique. Pour les quatre années, les températures simulées ne sont pas calculées assez tôt, augmentent beaucoup trop rapidement et dépassent les températures observées vers la fin d'avril. Pour améliorer les résultats de cette période, nous prévoyons revoir le mode d'estimation de la date de débâcle et déterminer

TABLEAU 4.3 Température de l'eau (°C) moyenne mensuelle et annuelle observée et calculée à chute Panet sur la rivière Sainte-Anne pour les années 1968 à 1971.

Année		Mois											Année	
		jan.	fév.	mars	avril	mai	juin	juil.	août	sept.	oct.	nov.		déc.
1968	O	*	*	*	4.5	12.3	17.1	20.5	17.9	17.1	9.2	1.2	0.0	*
	C	0.0	0.0	0.0	4.9	13.0	17.6	20.3	17.6	15.8	8.2	0.6	0.0	8.2
1969	O	0.0	0.0	0.1	1.8	7.4	15.8	19.5	19.0	13.7	7.7	3.8	0.0	7.4
	C	0.0	0.0	0.0	0.2	10.7	17.7	19.2	19.3	12.6	5.6	3.1	0.0	7.4
1970	O	0.0	0.0	0.6	2.2	7.8	15.9	20.1	19.4	12.8	8.4	3.6	0.0	7.7
	C	0.0	0.0	0.0	1.9	12.0	17.8	20.4	19.0	12.4	8.1	2.1	0.0	7.9
1971	O	*	*	*	*	8.24	18.3	20.7	18.4	15.5	9.6	3.5	*	*
	C	0.0	0.0	0.0	0.5	11.9	17.4	19.0	17.3	13.9	7.8	1.2	0.0	7.47

* Données non disponibles

O Valeurs observées

C Valeurs calculées

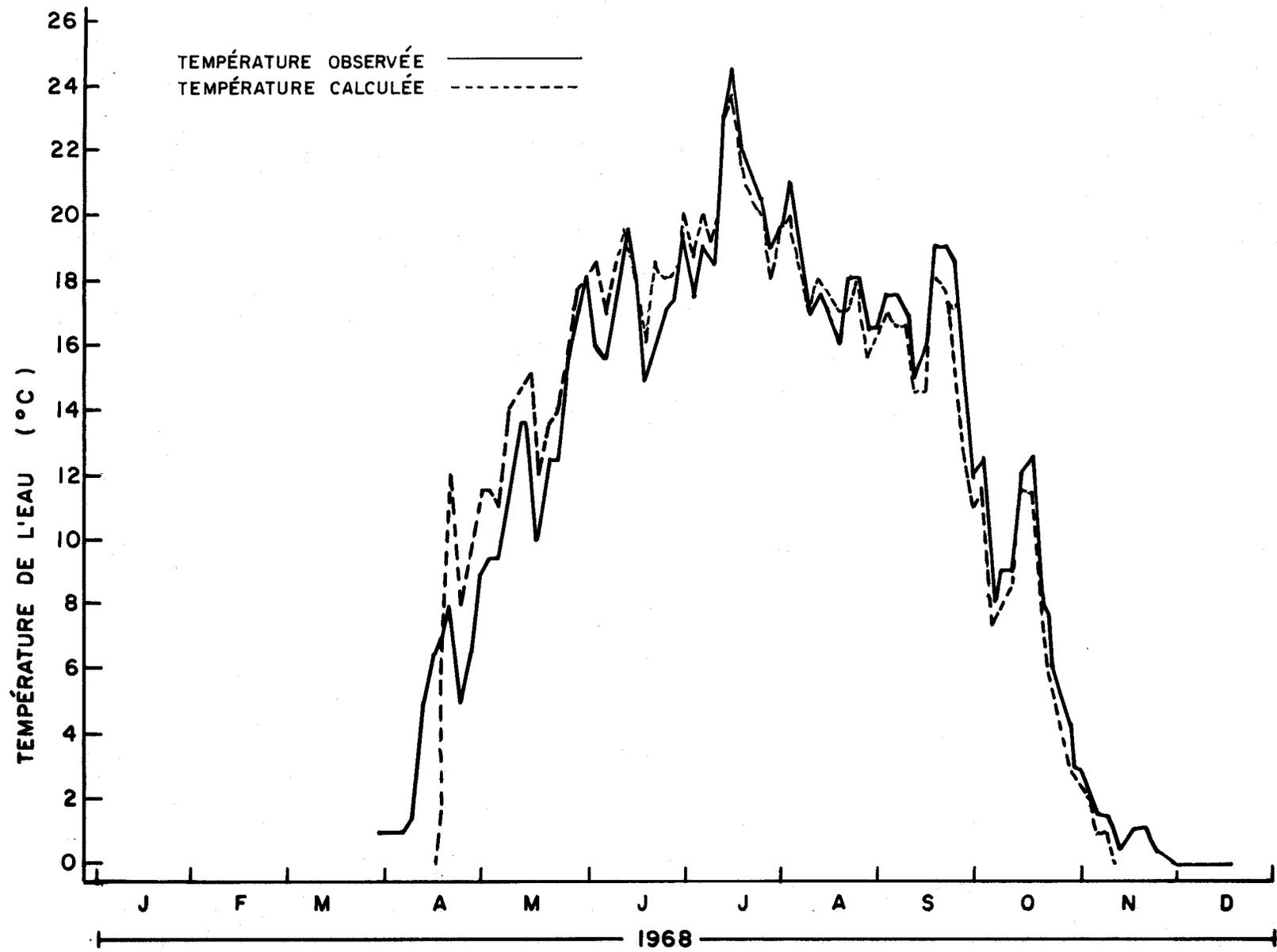


FIGURE 4.2 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1968.

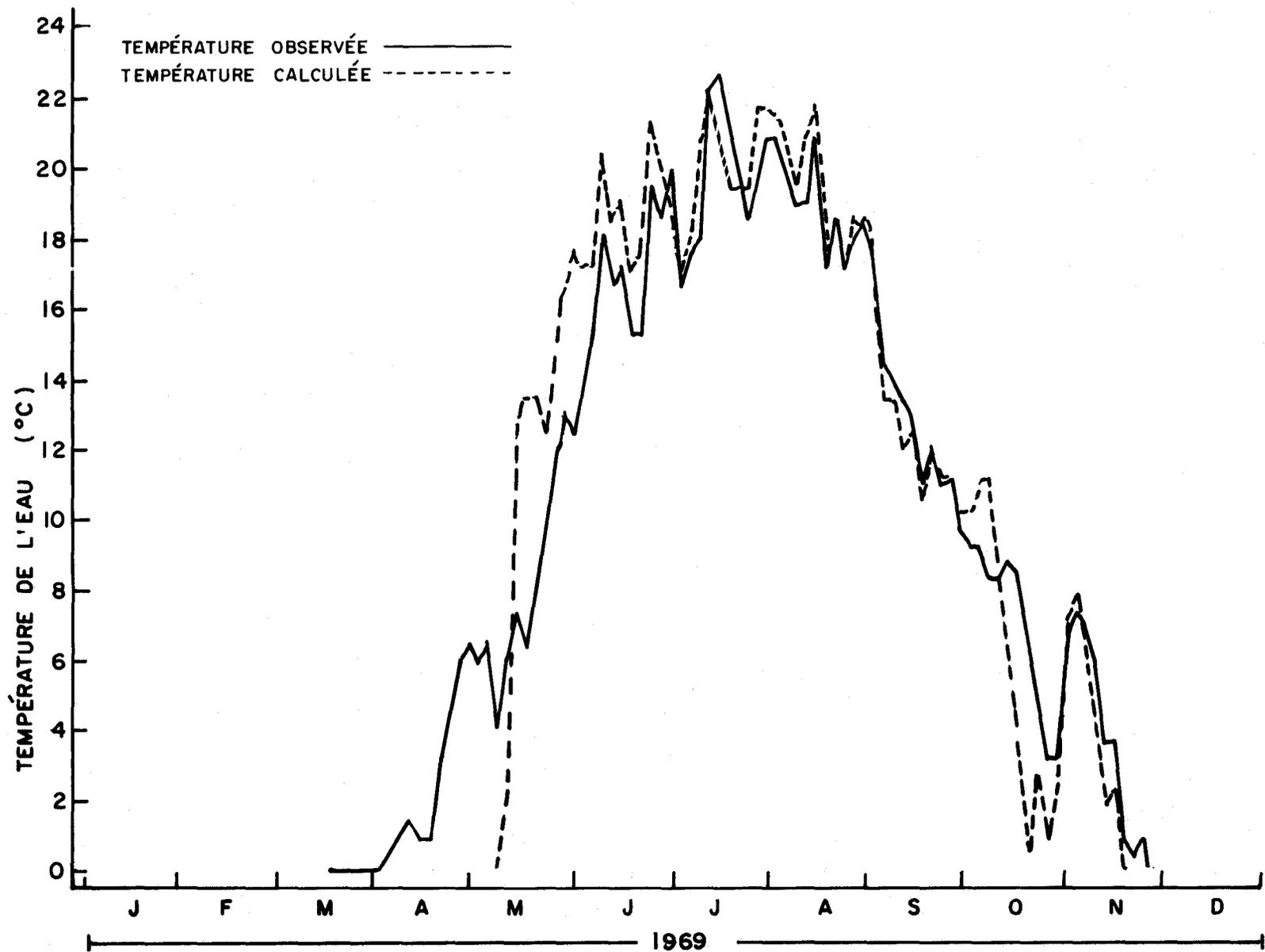


FIGURE 4.3 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1969.

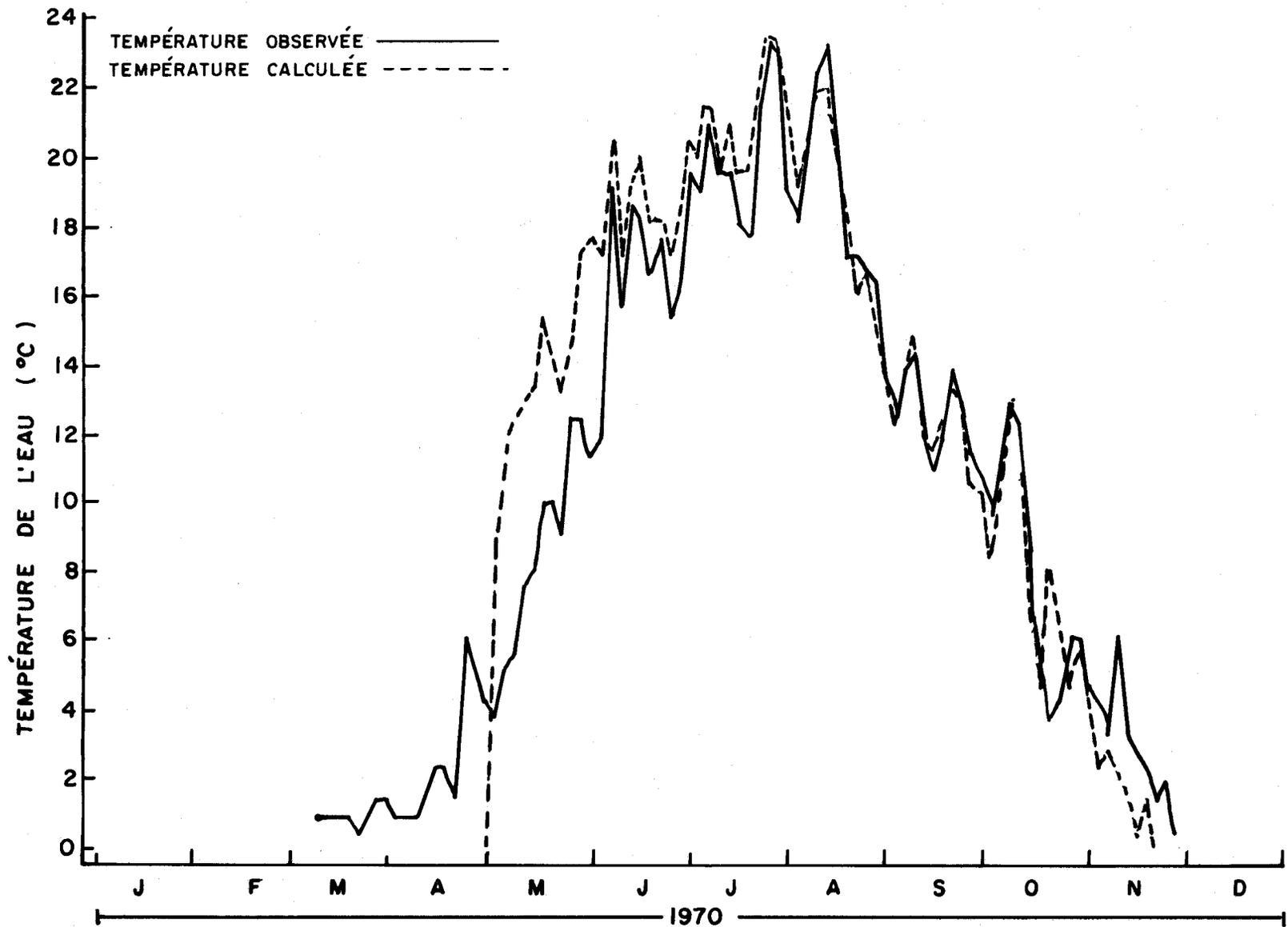


FIGURE 4.4 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1970.

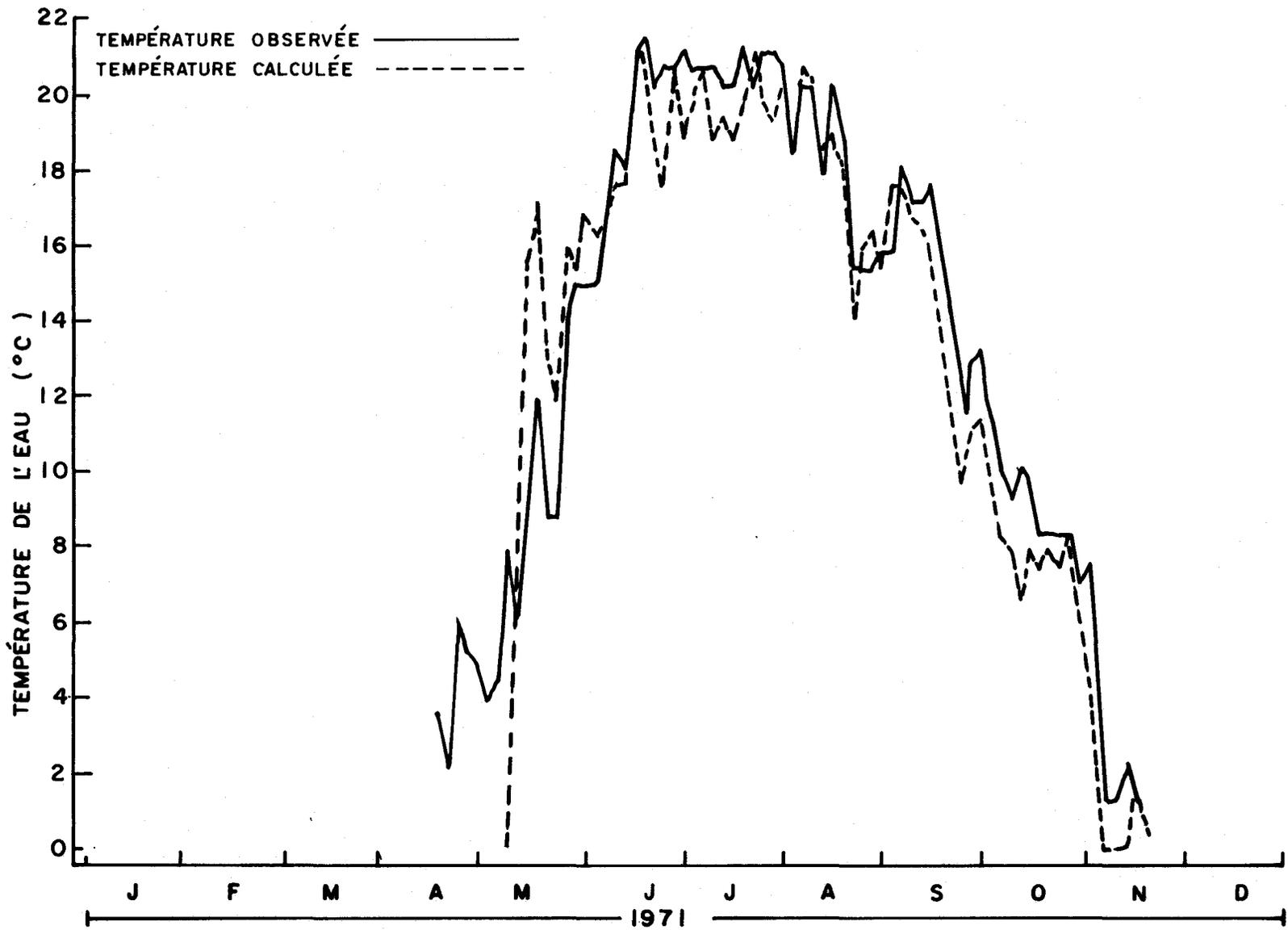


FIGURE 4.5 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, observées et calculées à Chute Panet, sur la rivière Sainte-Anne, pour l'année 1971.

une fonction qui prendra en compte la variation spatiale et temporelle de la profondeur moyenne sur chaque tronçon.

4.4.2 Rivière Saint-Jean

Compte tenu que nous ne disposons d'aucune donnée de température de l'eau pour cette rivière, nous avons simulé, à titre d'exemple, l'année 1978 en utilisant les valeurs des paramètres de la rivière Sainte-Anne sauf pour la température des eaux souterraines qui a été estimée à 5.5°C.

La figure 4.6 montre les températures de l'eau moyennes sur trois jours calculées à la station hydrométrique 162. Sur cette figure, on observe que les températures maximum calculées sont plus faibles que celles calculées sur la rivière Sainte-Anne et que le début des calculs se fait à la mi-mai soit environ un mois plus tard que sur la rivière Sainte-Anne.

Même si ces résultats semblent très réalistes si on les compare à ceux de la rivière Sainte-Anne, il serait souhaitable d'obtenir au moins une année d'observations pour l'ajustement final des paramètres.

4.4.3 Rivières Eastmain-Opinaca

La température de l'eau en rivière a été mesurée à plusieurs endroits sur les rivières Eastmain et Opinaca. Les données sont cependant très discontinues.

Pour la calibration du modèle sur cette rivière, nous avons utilisé les données de 1979 et de 1980 à la station EA300 du Service d'environnement de la SEBJ. Cette station se situe à l'exutoire de la rivière Eastmain, soit à la station hydrométrique 090601.

Pour la période de mai à octobre, nous avons dix mesures de température de l'eau pour l'année 1979 et sept mesures pour l'année 1980.

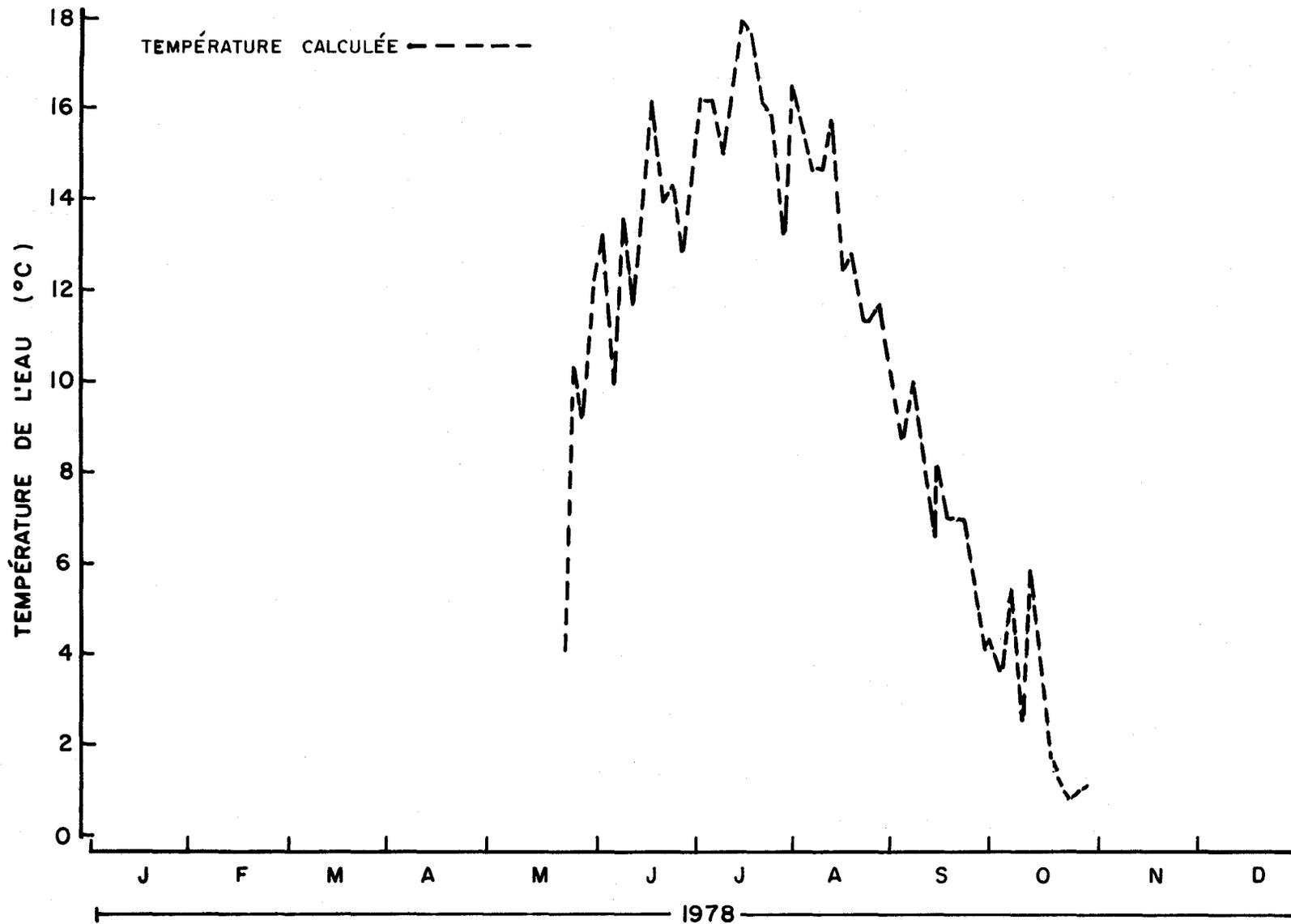


FIGURE 4.6 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, calculées à la station 162, sur la rivière Saint-Jean, pour l'année 1978.

Les valeurs des paramètres utilisées pour les simulations présentées sont:

Profondeur moyenne	6.0 m
Coefficient de radiation solaire	1.0
Coefficient de convection	0.75
Coefficient d'évaporation	0.8
Paramètre de dégel	10%
Température des eaux souterraines	5.0°C
Température initiale	0.0°C

Les températures de l'eau calculées, moyennes de trois jours, sont présentées aux figures 4.7 et 4.8. Les quelques températures mesurées sont également montrées sur ces figures.

Le modèle surestime les températures au mois de mai, en 1979 et en 1980, de même qu'au mois de juin, en 1979. Par contre, les températures de l'eau calculées correspondent bien aux valeurs mesurées à partir de juillet jusqu'au mois d'octobre. Pour s'assurer que le modèle simule bien les variations journalières, il serait nécessaire d'obtenir au moins une année d'observations journalières.

4.5 CONCLUSION

Le modèle de calcul de température de l'eau adapté au modèle CEQUEAU donne des résultats satisfaisants pour les rivières Sainte-Anne et Eastmain-Opinaca bien que les caractéristiques physiographiques de ces rivières soient très différentes.

L'erreur systématique de surévaluation des températures immédiatement après la débâcle sera étudiée d'une façon particulière en remplaçant le paramètre de profondeur moyenne sur tout le bassin versant par une fonction qui permettra éventuellement de mieux représenter les variations de profondeur dans l'espace et dans le temps. Des simulations sur différentes

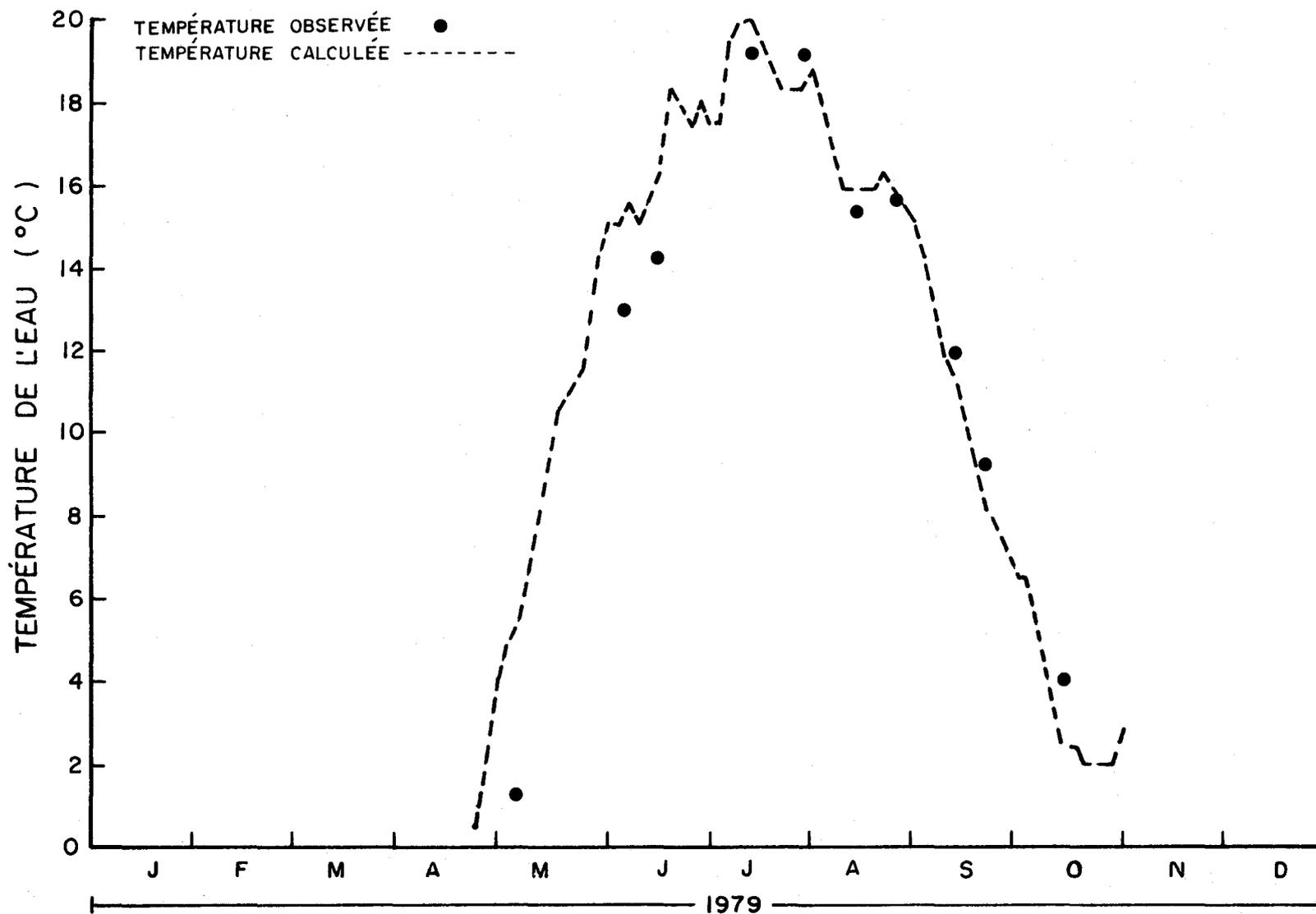


FIGURE 4.7 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, calculées à la station EA300, sur la rivière Eastmain, pour l'année 1979.

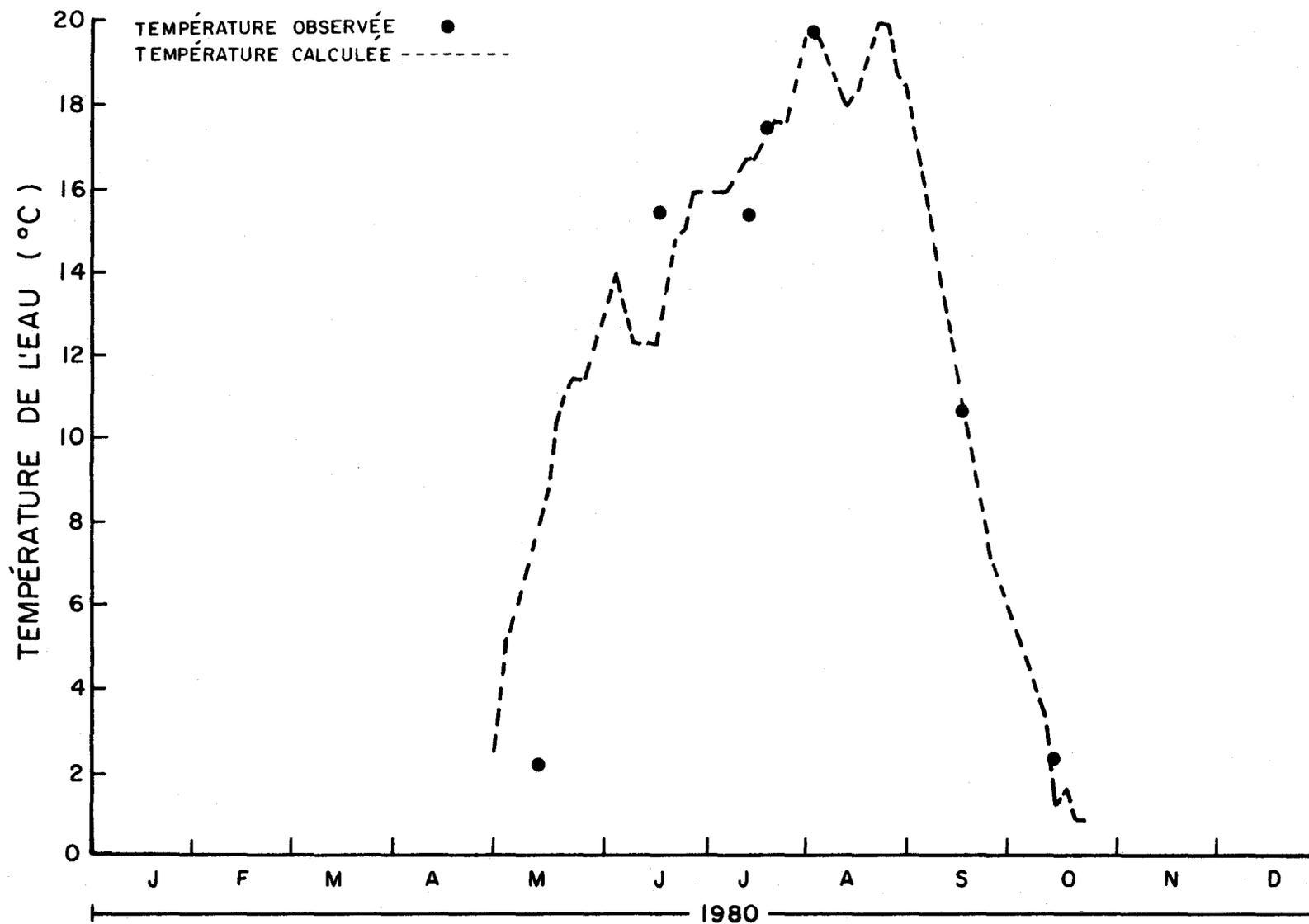


FIGURE 4.8 Températures de l'eau, moyenne de trois jours, calculées à la station EA300, sur la rivière Eastmain, pour l'année 1980.

rivières permettront également de préciser le calcul d'un indice nous indiquant que la fonte des glaces en rivière est terminée.

Les données mensuelles de radiation solaire utilisées présentement pourront éventuellement être modifiées pour mieux représenter les variations journalières. Nous pourrions par exemple déterminer une fonction donnant la radiation solaire journalière en utilisant les données de précipitation journalière et de radiation solaire moyenne mensuelle.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ANDERSON, E.R. (1954). Energy-budget studies, Water loss investigations: Lake Hefner studies. U.S. Geological Survey, Washington, D.C. Prof. paper 269.
- BALDASANO, J.M., DE BROISSIA, M., COUPAL, B. (1981). Temperature profiles of the Desaulniers reservoir: a comparative study of experimental data and prediction by a model. Chap. 4. In: Simulating the environmental impact of a large hydroelectric project. N. Thérien (éd.). Simulation proceedings series, 9(2). The Society for Computer Simulation (Simulation Councils Inc.), LaJolla, Calif. 118 p.
- BEARD, L.R. and WILLEY, R.G. (1970). An approach to reservoir temperature analysis. Technical paper no 21, The hydrologic engineering center of the U.S. Army Corps of Engineers. 31 p.
- BENEDICT, B.A., ANDERSON, J.L. and YANDELL, E.L. (1974). Analytical modeling of thermal discharges - A review of the state of the art. Argonne national laboratory, Argonne, Illinois. 321 p.
- BOUTIN, C., ALBIGNAT, J.P. ET ISAKA, H. (1981). Sur l'utilisation de la température d'équilibre pour l'établissement du bilan thermique d'un plan d'eau. Bull. Sci. Hydrol., 26(2): 159-171.
- BOWEN, I.S. (1926). The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface. Phys. Rev., 27.
- BURDICK, J.C. and PARKER, F.L. (1971). Estimation of water quality in a new reservoir. Report no 8, Dept. of environmental and water resources engineering, Vanderbilt University and U.S. Army Corps of Engineers. 500 p.
- CARSON, J.E. (1963). Analysis of soil and air temperature by Fourier techniques. J. Geophys. Res., 68(8): 2217-2232.

- CLUIS, D. (1972). Relationship between stream water temperature and ambient air temperature. *Nordic Hydrol.*, 3(2): 65-71.
- CLUIS, D. (1973). Analyse des réactions en rivière: modèles mathématiques de qualité - revue de littérature. INRS-Eau, rapport scientifique no 23, 127 p.
- DAKE, J.M.K. (1972). Evaporative cooling of a body of water. *Wat. Resour. Res.*, 8(4): 1087-1091.
- DAKE, J.M.K. and HARLEMAN, D.R.F. (1966). An analytical and experimental investigation of thermal stratification in lakes and ponds. Technical report no 99, M.I.T. Hydrodynamics Laboratory. 272 p.
- DUTTWEILER, D.W. (1963). A mathematical model of stream temperature. Ph.D. Thesis presented to the John Hopkins University. University Microfilms Inc. [ed.], Ann Arbor, Michigan. 140 p.
- EDINGER, J.E., DUTTWEILER, D.W. and GEYER, J.C. (1968). The response of water temperatures to meteorological conditions. *Wat. Resour. Res.*, 4(5): 1137-1143.
- EDINGER, J.E. and GEYER, J.C. (1965). Heat exchange in the environment. Publ. no 65-902, Edison Electric Institute, New York.
- ELDER, R.A. and WUNDERLICH, W.O. (1968). Evaluation of Fontana reservoir field measurements. ASCE Specialty conference on current research into the effects of reservoirs on water quality, Portland, Oregon.
- ELDER, R.A. and WUNDERLICH, W.O. (1969). The prediction of withdrawal layer thickness in density stratified reservoirs. Eng. labo. report no 0-6781, TVA division of water control planning.

- ENVIRONNEMENT CANADA. (1976). Station, sea level and vapour pressure normals based on the period 1953-72. Canada: atmospheric environment service. 17 p.
- ENVIRONNEMENT CANADA. (1982a). Normales climatiques au Canada - Volume 1 - Rayonnement solaire 1951-1980. Gouvernement du Canada: Service de l'environnement atmosphérique. 57 p.
- ENVIRONNEMENT CANADA. (1982b). Normales climatiques au Canada - Volume 5 - Vent 1951-1980. Gouvernement du Canada: Service de l'environnement atmosphérique. 283 p.
- ERTEL, H. (1954). Theorie der thermischen sprungschicht in seen. Acta Hydrophys., 1: 151-171.
- GAMESON, A.L.H., HALL, H. and PREDDY, W.S. (1957). Effects of heated discharges on the temperature of the Thames Estuary. The Engineer (Brit). Dec. 6, 13, 20: 816-819, 850-852, 893-896.
- GAMESON, A.L.H., GIBBS, J.W. and BARRETT, M.J. (1959). A preliminary temperature survey of a heated river. Water Water Eng. (Brit), 63: 13-17.
- GARIÉPY, J., CALVET, C. et LEDUC, R. (1981). L'ensoleillement au Québec. Ministère de l'Environnement du Québec, Service de la météorologie. Publ. MP-60. 32 p.
- GRANT, D.R. (1975). Comparison of evaporation measurements using different methods. Quart. J. R. Met. Soc., 101: 543-550.
- HALLEUX, G. (1964). Etude du profil thermique de régime d'un cours d'eau. Trib. CEBEDEAU, 246: 221-229.

- HEINRICH, J., LICK, W. and PAUL, J. (1981). Temperatures and currents in a stratified lake: a two dimensional analysis. J. Great Lakes Res., 7(3): 264-275.
- HOGAN, W.T., LIEPINS, A.A. and REED, F.E. (1970). An engineering-economic study of cooling pond performance. EPA, Water Pollution Control research series No 16130 DFX05/70.
- HUBER, W.C. and HARLEMAN, D.R.F. (1968). Laboratory and analytical studies of thermal stratification of reservoirs. Technical report no 112, MIT Hydrodynamics Laboratory. 277 p.
- HUBER, W.C., HARLEMAN, D.R.F. and RYAN, P.J. (1972). Temperature prediction in stratified reservoirs. J. Hyd. Div., ASCE Proc. Paper 8839, 98(HY4): 645-666.
- HUTCHINSON, G.E. (1957). A treatise on limnology. Vol. 1. John Wiley and sons.
- JOBSON, H.E. and YOTSUKURA, N. (1972). Mechanics of heat transfer in nonstratified Open-Channel flows. In: Environmental impact on rivers (River Mechanics III). H.W. Shen, Fort Collins, Colo.
- KAO, T.W. (1965). The phenomenon of block in stratified flow. J. Geophys. Res., 70(4).
- KEIJMAN, J.Q. (1974). The estimation of the energy balance of a lake from simple weather data. Boundary Layer Met., 7: 399-407.
- KEIJMAN, J.Q. and KOOPMANS, R.W.R. (1973). A comparison of several methods of estimating the evaporation of Lake Flevo. AISH Publication 109: 225-232.

- KOTHANDARAMAN, V. (1971). Analysis of water temperature variations in large river. J. Sanit. Engng Div., ASCE Proc. Paper 7908, 97(SA1): 19-31.
- KRAUS, E.B. and ROOTH, C. (1961). Temperature and steady state vertical heat flux in the ocean surface layers. Tellus, 13: 231.
- LeBOSQUET, M. (1946). Cooling water benefits from increased river flows. J. N. England Water Works Assoc., 60: 111-116.
- LECLERC, M. (1982). Notes de cours de limnologie physique et annexe II. INRS-Eau. 37 p.
- LEENDERTSEE, J.J., ALEXANDER, R.C. and LIN, S.K. (1973). A three dimensional model for estuaries and coastal seas. In: Vol I: Principles of computation. Report 4-1417-OW.R.R. Rand corporation, Santa Monica, California.
- LIMA, D.O. (1936). Pond cooling by surface evaporation. Power, March: 142-144.
- LINSLEY, R.K., KOHLER, M.A. and PAULHUS, J.L. (1975). Hydrology for engineers. 2nd ed. McGraw-Hill series in water resources and environmental engineering. 482 p.
- MARCOTTE, N. et DUONG, V.L. (1973). Le calcul de la température de l'eau des rivières. J. Hydrol., 18(3/4): 273-287.
- MARKOFSKY, M. and HARLEMAN, D.R.F. (1971). A predictive model for thermal stratification and water quality in reservoirs. Technical report no 134, MIT Hydrodynamics Laboratory. 283 p.

- MASCH, F.D. and ASSOCIATES and THE TEXAS WATER DEVELOPMENT BOARD. (1971). Simulation of water quality in streams and canals - theory and description of the QUAL-1 mathematical modeling system - Report 128. NTIS [ed.], Springfield. 64 p.
- MORIN, G., FORTIN, J.P., LARDEAU, J.P., SOCHANSKA, W. et PAQUETTE, S. (1981). Modèle CEQUEAU: manuel d'utilisation. INRS-Eau, rapport scientifique no 93, 449 p.
- MUNK, W.H. and ANDERSON, E.R. (1948). Notes on a theory of the thermocline. J. Mar. Res., 7: 276-295.
- ORLOB, G.T. (1965). A mathematical model of thermal stratification in deep reservoirs. Presented at the annual meeting of the American Fisheries Society, Portland, Oregon. 18 p.
- ORLOB, G.T. (1976). Estuarial models. In: Systems approach to water management. A.K. Biswas [ed.]. McGraw-Hill, New York.
- PATALAS, K. (1960). Mixing of water as the factor defining intensity of food materials circulation in morphologically different lakes of Wegorzewo district. 77-B-1.
- PATALAS, K. (1976). Communication personnelle à P.G.C. Campbell, INRS-Eau.
- PLUHOWSKI, J.E. (1970). Urbanization and its effect on the temperature of the stream on Long Island, New York. Geological survey professional paper 627-D. U.S. Government printing office, Washington. 110 p.
- RAPHAEL, J.M. (1962). Prediction of temperature in rivers and reservoirs. J. Power Div., ASCE Proc. Paper 3200, 88(P02): 157-181.
- REMSON, I., HORNBERGER, G.M. and MOLZ, F.J. (1971). Numerical methods in subsurface hydrology. Wiley interscience, Toronto.

- RIJTEMA, P.E. (1965). An analysis of actual evapotranspiration. Centre for agricultural publications and documentation, Wageningen, Netherlands. 107 p.
- RINALDI, S., SONCINI-SESSA, R., STEHFEST, H. and TAMURA, H. (1979). Modeling and control of river quality. McGraw-Hill Series in water resources and environmental engineering. 380 p.
- RUGGLES, W.B. (1912). The reduction in temperature of condensing water reservoirs due to cooling effect of air and evaporation. Trans. ASME, 34(1357): 561-570.
- RYAN, P.J. and HARLEMAN, D.R.F. (1971). Prediction of the annual cycle of temperature changes in a stratified lake or reservoir: mathematical model and user's manual. Technical report no 137, MIT Hydrodynamics Laboratory. 132 p.
- SIMARD, G. et DES ROSIERS, R. (1979). Qualité des eaux souterraines du Québec. Publ. H.G. 13. Gouvernement du Québec, ministère de l'Environnement, Direction générale des inventaires et de la recherche. 161 p.
- SMITH, K. (1975). Water temperature variations within a major river system. Nordic Hydrol., 6(3): 155-169.
- SMITH, K. and VAN NESS, H.C. (1975). Introduction to chemical engineering thermodynamics. 3rd ed. McGraw-Hill Chemical engineering series. 632 p.
- SONG, C.C.S. and CHIEN, C.Y. (1977). Stochastic properties of daily temperature in rivers. J. Environ. Engng Div., ASCE Proc. Paper 12858, 103(EE2): 217-231.

- SUNDARAM, T.R. and REHM, R.G. (1971). The effects of thermal discharges on the stratification cycle of lakes. 9th Aerospace Sciences Meeting, New York, AIAA paper, 71-76.
- SVENSSON, U. (1978). Examination of the summer stratification. Nordic Hydrol., 9(2): 105-117.
- THACKSTON, E.L. and PARKER, F.L. (1971). Effect of geographical location on cooling pond requirements and performance. EPA, Water Pollution Control Research Series No 16130FDQ03/71.
- THENDRUP, A. (1978). A one-dimensional numerical model for temperature studies in lakes. Nordic Hydrol., 9(2): 95-104.
- WARD, J.C. (1963). Annual variation of stream water temperature. J. Sanit. Engng Div., ASCE Proc. Paper 3710, 89(SA6): 1-6.